Techn. 219^i in 8°. Weiss

ALLGEMEINE

THEORIE DER FEUERUNGSANLAGEN.

ALLGEMEINE THEORIE

DER

FEUERUNGSANLAGEN

VON

DR. TH. WEISS,

Assistent an der polytechnischen Schule in Dresden.

Mit 2 lithographirten Tafeln und 68 in den Text gedruckten Holzschnitten.

LEIPZIG,

T. O. WEIGEL.

1862.

Das Recht der Uebertragung in fremde Sprachen ist durch den Verfasser vorbehalten.

BIBLIOTHECA
REGIA
MONACENSIS.

Vorwort.

Seitdem es beim Bau einer Feuerungsanlage nicht mehr schon genügt, dass sie ihre Function verrichte, seitdem vielmehr der Techniker sich verpflichten muss, dass sie mit contractlich garantirtem Vortrefflichkeitsgrade wirksam werde, seitdem man den Rauch verbrennen, seitdem man noch mehr als das, seitdem man die Rauchverbrennung mit Gewinnung öconomischer Vortheile bewirken muss, seitdem überhaupt den Vorgängen der Wärmeerzeugung und Wärmeübertragung ein genau begrenztes Maass ertheilt werden soll, reichen weder die im groben Ganzen angestellten Beobachtungen und die daraus abgeleiteten Regeln und Vorschriften, noch die approximativen, mit Vernachlässigung oder bloss überschläglich abgeschätzter Würdigung vieler wichtigen Factoren aufgestellten Theorieen aus, denen wir unter andern in Péclet's *Traité de la chaleur* und Schinz's Wärmemesskunst begegnen. Es drängt sich vielmehr immer unabweisbarer die Nothwendigkeit auf, die Regeln für den Bau pyrotechnischer Apparate durch tieferes Eindringen in und

strengeres Beachten von wissenschaftlichen Wahrheiten zu ermitteln und eine Theorie von der Anwendung der Wärme zu schaffen, welche gestützt auf die Grundprincipien unserer rationellen Naturerkenntniss an der Richtschnur mathematischer Gesetze sich emporbaut.

Dass diese Nothwendigkeit nicht bloss dem Theoretiker, der durch längeres Studium bereits erkannt hat, wie weit die Ansichten der Empirie von den Lehren wahrhafter, experimentell geprüfter Erkenntniss abstehen, als solche erscheint, sondern dass sie auch von Praktikern vorempfunden und erkannt wird, dafür leistet mir schon der Umstand Bürge, dass der Herr Verleger bloss mit buchhändlerischer Praxis das Bedürfniss wahrnehmend ohne Vorwissen meines Planes mir entgegenkam, um zu einer wissenschaftlichen Behandlung pyrotechnischer Fragen mich zu veranlassen. Um so freudiger und noch besonders ermuntert durch die Beistimmungen der Herren Director Prof. Dr. Hülsse und Prof. Schneider habe ich daher die Redaction und Veröffentlichung meiner theoretischen Untersuchungen, welche in Zwecken meiner an hiesiger polytechnischen Schule seit einigen Jahren gehaltenen Vorträge bereits theilweise angestellt waren, sofort in Angriff genommen, und lege nunmehr dem Publikum den ersten Theil derselben hiermit vor.

Den Titel „Allgemeine Theorie der Feuerungsanlagen“ wählte ich, weil dieser erste Theil sämmtliche Feuerungsanlagen in ihrer Gesammtheit behandelt, also mit denjenigen Untersuchungen sich befasst, welche für sämmtliche Feuerungsanlagen allgemeine Gültigkeit haben. Die in diesem Theile gewonnenen Ergebnisse und Formeln können durch entsprechende Specialisirung sofort auf jede Gattung und Constructionsart von Feuerungsanlagen angewendet werden und gewähren daher den Vortheil, eine bei Abhandlung der in den späteren Theilen erscheinenden

„speciellen Theorieen“ sonst erforderliche Wiederholung von mathematischen Ableitungen unnöthig zu machen. Dieser Theil bildet also die Grundlage der später folgenden; da er aber den Geübteren es möglich macht, auch ohne Beihülfe der späteren Theile Anleitung für jede besondere Feuerungsanlage zu finden, und da er umgekehrt für denjenigen nicht dringend nothwendig ist, welcher sich mit weniger tiefem Studium und mit den nackten Resultaten der späteren Theile begnügen will, so habe ich ihn nicht als Theil eines weitergeführten Werkes unterschieden, sondern ihm das äussere Aussehen eines abgeschlossenen Ganzen gegeben.

In der Natur der Sache ist es begründet, dass dieser erste Theil eine grössere Summe von speculativen Operationen enthalten und so zu sagen eine mehr theoretische Physiognomie zeigen muss, als die später folgenden; der Praktiker möge sich daher nicht zu der Befürchtung erschrecken lassen, als beabsichtigte ich ihm auch in den späteren Theilen nichts als mathematisches Formelwerk vorzusetzen. Es liegt vielmehr in meinem Wunsche und Plane, die theoretischen Wahrheiten so leicht fasslich und so praktisch brauchbar als nur irgend möglich auch denjenigen Herren der Praxis zu entwickeln und zusammenzustellen, denen die Strömung des geschäftlichen Lebens jene Ruhepunkte zu finden verhindert, ohne welche ein tieferes Eingehen auf wissenschaftliche Studien unmöglich wird. Freilich aber ist es mir allerdings nicht gelungen, die Aussprüche der Theorie in so simpele Regeln zu fassen, dass man mit ihnen wie durch eine Schablone oder über einen Leisten handwerksmässig manipuliren könnte. Es ist dies nicht zu erwarten und nicht möglich.

Wirkt auch die Natur nach höchst einfachen Elementargesetzen, so ist doch eine Combination dieser Gesetze oft sehr

verwickelt, und noch mehr nimmt der durch unser unnatürliches, bürgerliches Zahlensystem formell dargestellte Ausspruch derselben häufig eine Gestalt an, welche ohne mühevolle Rechnungsoperationen sich nicht in leicht übersehbare Umrisse fügen lässt. Will man nun durch Abweichung von strengem Befolgen der Naturgesetze und durch Einführen von Näherungsannahmen eine Einfachheit erzwingen, so geräth man in das Dilemma, auf der andern Seite zu ungenau zu werden. Es muss daher, um in mathematischer Metapher zu reden, das Streben des Schriftstellers dahin gerichtet sein, die die Vortrefflichkeit praktisch brauchbarer Formeln bedingenden Factoren, Einfachheit und Genauigkeit, so zu wählen, dass ihr Product zu einem Maximum werde; und zwar muss dieses Maximum ein relatives, d. h. ein solches sein, welches in Hinblick auf die besondere Subjectivität des studirenden Publikums, auf den Genauigkeitsgrad der wissenschaftlichen und empirischen Unterlagen und auf die Wichtigkeit des behandelten Gegenstandes normirt ist.

Ich rechne nicht darauf von der Kritik zu hören, dass dieses Maximum in vorliegendem Theile getroffen zu haben mir gelungen sei, sondern mache mich vielmehr auf den Vorwurf gefasst, die Complication der Formeln sei durch den Wichtigkeitsgrad des behandelten Gegenstandes nicht gerechtfertigt. Allein ich trete diesem Vorwurfe mit ruhiger Zuversicht entgegen, da ich durch unendlich viele vergebliche Versuche zu der Ueberzeugung gelangt bin, ja da sich dieselbe mir aufgenöthigt hat, dass wahrhaft brauchbare Resultate nicht anders als durch Vermeiden von weitergehenden, auf Kosten der Genauigkeit vorgenommenen Vereinfachungen erlangt werden können. Ich habe mir endlich sagen müssen: *aut-aut*, entweder äusserste Oeconomie im Einführen von Annäherungsannahmen wenn auch mühevolleres Rechnen, oder gar keine Theorie, sondern blosses empirisches Handtieren. Glaubt man nicht, dass Praktiker die Mühe sich

geben können oder wollen, mit so complicirten Formeln, wie sie zum Theil hier aufgestellt sind, zu rechnen, so muss man erklären, dass durch Rechnung zum Ziele zu gelangen überhaupt unmöglich sei. Ein tieferer Einblick in die Capitel: „Vergleich der Theorie mit dem Experimente“ und „kritische Bemerkungen über Péclet's Theorie“ wird mir beizupflichten geneigt machen.

Den Maassstab, welcher den Wünschen der meisten bis jetzt mit Ausführung von Feuerungsanlagen sich beschäftigenden Empiriker angepasst ist, darf man selbstverständlich nicht anlegen, sondern wird sich sagen müssen, dass die Herstellung von pyrotechnischen Vorrichtungen kurz über lang in die Hände der Ingenieure gelegt werden wird, welche die auf technischen Hochschulen als Lehrziele angestrebten Kenntnisse erworben haben und demnach vor mathematischen Operationen nicht ängstlich und widerwillig sich zurückziehen.

Der Bau von Wasserrädern und Turbinen wurde früher ebenfalls von blossen Empirikern betrieben; seitdem aber die Lehren der Hydraulik durch Vereinigung mit experimentellen Coefficienten praktisch brauchbar gemacht und in das technische Leben eingeführt sind, seitdem vorzugsweise Redtenbacher und Weisbach durch ihre theoretischen und experimentellen Untersuchungen helleres Licht verbreiteten, und seitdem sich hierdurch herausstellte, dass die Ansichten und Constructionsmethoden jener Empiriker in gerade entgegenlaufender Richtung für die Vervollkommnung genannter hydraulischer Motoren wirkten, oder doch Ergebnisse hervorbrachten, welche als unbrauchbar oder ungenügend erkannt werden mussten, konnte ein Beachten wissenschaftlicher Principien wenn auch mühevolleres und mehr Kenntnisse bedingendes Verfahren nicht mehr zurückgewiesen werden.

Indessen kann man in Bezug auf vorliegende Schrift den Einwand aufwerfen, dass der Wärmelehre und Pneumatik noch zu viele Hypothesen von anzuzweifelnder Genauigkeit anhafteten, und dass die erforderlichen Erfahrungscoefficienten zu wenig scharf ermittelt wären, als dass ein wahrhaft praktischer Nutzen aus der Theorie jetzt schon zu ziehen sei.

In Bezug auf den letzten Punkt erwidere ich, dass allerdings eine grosse Anzahl von jenen Coefficienten mit befriedigender und abgerundeter Verlässlichkeit keineswegs ermittelt ist, dass aber dennoch, wie das Capitel „Vergleich der Theorie mit dem Experimente" vor Augen legt, durch verständig vorgenommene Modificationen eine genügende Annäherung an die Wirklichkeit bereits erhalten werden kann und dass man daher das Brauchbare verwerfen würde, weil man das Unfehlbare noch nicht hat; ich erwidere ferner, dass selbst wenn die Theorie wegen Mangel an richtigen Erfahrungscoefficienten zum Theil noch praktisch unbrauchbar sein sollte, sie doch wenigstens lehrt, nach welcher besondern Richtung hin Experimente anzustellen und Erfahrungen zu sammeln sind, und dass ihr Studium schon aus diesem Grunde von nicht genug zu schätzendem Nutzen wird, da gerade in der praktischen Pyrotechnik, wie ich an vielen Stellen dieser Schrift hervorzuheben Anlass fand, die Augen auf ganz andere Erforschungselemente gerichtet sind, als deren Kenntniss wahrhaft fördernd sein kann.

In Bezug auf den ersten Punkt obigen Einwandes erwidere ich endlich, dass wenn auch die rein wissenschaftliche Wärmelehre und Pneumatik auf mancherlei gewagte hypothetische Grundlagen sich stützt, doch in der hier entwickelten applicativen Theorie nur erst dann Hypothesen zugelassen wurden, wenn deren Annäherungsgrad an die Wirklichkeit als gefahrlos für die Genauigkeit des Endresultates mit Evidenz sich erwiesen hatte, wenn sie also entweder von unzweifelhaft geringem Einflusse auf das

Endresultat augenscheinlich nur sein konnten, oder wenn sie, um mit einem treffenden Worte Redtenbacher's zu reden, „den scharfen Reagentien der mathematischen Analyse“ widerstanden hatten.

Da indessen wegen ihres Haftens an Hypothesen die mathematischen Formeln nicht in allen Wechselfällen gleich gut mit der Wirklichkeit harmoniren und da man demnach mitunter entsprechende Modificationen anbringen muss, oder doch zu Steigerung des Genauigkeitsgrades anbringen kann, so bin ich auf dieselben, wie auf sonstige im Verlaufe der Rechnung eingeführte Voraussetzungen und Näherungsannahmen wiederholt und mit besonderer Betonung hinzuweisen beständig bemüht gewesen. Einige Verfasser von applicativen Theorieen gehen hierüber zu leicht und sogar grundsätzlich deshalb hinweg, weil sie wissen, dass der Anfänger oder der Praktiker beim Anblick der wenn auch bloss scheinbar schwanken hypothetischen Grundlagen im Studium beirrt oder sogar von vornherein davon zurückgeschreckt werden kann. Ich bin indessen auf Grund mehrfacher Erfahrungen der Meinung, dass hierdurch weniger Schaden entsteht, als wenn der Studirende wegen Unkenntniss jener Hypothesen inducirt wird, den Schlusssatz der mit mancherlei Nebenannahmen durchgeführten mathematischen Folgerungen als eine Wahrheit zu betrachten, welche durch die Unfehlbarkeit des mathematischen Beweises befestigt auf jeden Sonderfall passen müsse, und wo dann, sobald zufällig gleich im Anfange seiner praktischen Ausübung ihm ein Sonderfall begegnet, in welchem wegen Abweichung von den Hypothesen die theoretischen Aussagen nicht zutreffen, der Studirende zum Sceptiker werden kann, und der Empiriker das Geschrei vermehrt, die Theorie stimme mit der Praxis nicht überein. —

Wenn ich es für unmöglich erklärte, dass die Dimensionen einer Feuerungsanlage anders genau und mit Verlässlichkeit zu be-

rechnen seien, als mit den in dieser Schrift aufgestellten, complicirten Formeln, so will ich damit nicht gesagt haben, dass mit mühsamer Anwendung des ganzen Rechnungsmechanismus diese Formeln in jedem Einzelfalle behandelt werden müssten, sondern ich bin mir recht wohl bewusst, dass der Genauigkeitsgrad in vielen Fällen nicht grösser zu sein braucht, als um zum grossen Theile schon durch Schätzung erreicht werden zu können. Aber auch zu Aneignung eines sicheren Blickes für diese Schätzung dienen jene Formeln, von denen ich ausserdem der Meinung bin, dass nicht schon ein Verständniss derselben, welches bis zu blossem automatischen Rechnen reicht, genüge, sondern dass ein tiefer eindringendes Studium ihrer Herleitung von Nöthen ist. Uebrigens aber darf nicht vergessen werden, dass die allgemeinen Formeln dieses ersten Theiles in ihrer Einschränkung auf die specielle Theorie der Feuerungsanlagen noch bedeutend werden vereinfacht werden.

Schon ein flüchtiges Durchblättern wird zeigen, dass ich den Schwerpunkt der allgemeinen Theorie mehr in eine Behandlung der physikalischen als in die der chemischen Vorgänge gelegt habe. Ich that dies nicht nur, weil ich wegen Mangel an chemisch experimentellen Unterlagen zum Theil dazu genöthigt war, sondern weil ich glaube, dass weniger in tieferer Erkenntniss der chemischen, als in weitergehender Einsicht und Enthüllung der physikalischen Processe Constructionsregeln für gut functionirende Feuerungsanlagen gefunden werden können. Gerade erfahrene Praktiker und Experimentatoren behaupten, dass an unrichtigen Verhältnissen der Feuercanäle und des Schornsteins es liege, wenn eine günstige Verbrennung und eine günstige Ausnutzung der Verbrennungsproducte vereitelt werde, gerade erfahrene Praktiker weisen nach, dass der an und für sich vortrefflichste Verbrennungsapparat, dass die vorzüglichste rauchverzehrende Vorrichtung nichts leiste, wenn nicht Heizfläche, Feuercanäle und

Schornstein in richtigem Verhältnisse zu einander ständen, und in der That wird diese Behauptung und dieser Nachweis durch die Resultate unserer Theorie auf das Evidenteste bestätigt; alle diese Theile der Feuerungsanlage aber werden in ihrer Grösse durch physikalische Vorgänge bedingt. Mag nun auch die genauere Kenntniss der chemischen Vorgänge noch manches Licht verbreiten und förderlich sein, so bleibt doch die Einsicht in die physikalischen Processe die Hauptsache; vorläufig aber ist es ziemlich ohne Nutzen, wenn die zur Zeit in diesem Punkte bloss speculative Chemie ein schwarzes, zwei weisse und einige graue Atome zu Versinnlichung der Gruppirung von Kohlenstoff, Sauerstoff und Stickstoff nebeneinander zeichnet, um daraus Constructionsregeln zu eruiren. Die Verbrennungsapparate, welche auf diese Weise erfunden wurden, haben auf dem Papiere, wo den Molecülen durch eingezeichnete Pfeile ihre Bahnen vorgeschrieben wurden, vielleicht ganz gut gewirkt, in der Wirklichkeit aber nie den versprochenen Erfolg gewährt.

Aus diesem Grunde nun hielt ich es auch für erforderlich, die Zugwirkungstheorie mehr aus anfänglichen Elementen des Erkennens abzuleiten, als es Manchem gerechtfertigt erscheinen könnte, der im Gegentheil die Ausgangspunkte der Rechnung dahin gelegt zu finden wünschte, wohin sie unter der Annahme, dass beim Leser eine Kenntniss der dynamischen und pneumatischen Lehrsätze vorhanden sei, hätten gelegt werden können. Ferner hatte ich hierzu noch einen zweiten Grund. Péclet nämlich, der die letztere Methode befolgt, indem er eine aus den allgemeinen Bewegungsgesetzen bereits abgeleitete Formel der Pneumatik auf den vorliegenden Fall der Rauchbewegung anwendet, begeht bei dieser Anwendung einen im Capitel „kritische Bemerkungen über Péclet's Theorie" speciell nachgewiesenen Irrthum, der seine Theorie der Zugwirkung und die darin enthaltenen Formeln unrichtig macht. Da nun dieser Irrthum auf

andere Weise, als durch Ableiten der Fundamentalformeln aus den Grundprincipien, nicht überzeugend genug hätte dargethan werden können und da Péclet als Autorität gilt, so glaubte ich den bezeichneten Weg befolgen zu müssen. Anstatt dessen auf ein oder einige Lehrbücher der Pneumatik mich zu beziehen, schien mir nicht rathsam, da viele der Leser diese Lehrbücher in der Regel nicht bei der Hand haben und alsdann in die unerquickliche Lage versetzt worden wären, auf guten Glauben etwas hinnehmen zu müssen.

Aus gleichem Grunde bin ich sogar noch weiter gegangen und habe als Einleitung, obgleich sie als genügend bekannt und begriffen vorausgesetzt sind, Entwickelungen von Fundamentalformeln aus den propädeutischen Wissenschaften vorangestellt. Schon die Translation bekannter Begriffe und Formeln in die Ausdrucks- und Bezeichnungsweise, wie sie in einem gegebenen Falle zur Anwendung gebracht wird, hat selbst für den Geübteren zum mindesten etwas Bequemes, und glaube ich daher den Vorwurf über unangemessene Breite nicht befürchten zu brauchen.

Das Capitel II. kann von Seite 64 bis Seite 83 für den Studirenden dadurch unerquicklich werden, dass es zum grossen Theil kritisch ist und verhältnissmässig wenig Positives liefert. Aus diesem Grunde wäre ich den kritischen Theil zu sondern geneigt gewesen, aber ich musste befürchten, dass ich alsdann weitläufiger und weniger verständlich geworden wäre. Denselben ganz zu unterdrücken konnte ich nicht für gerechtfertigt halten, da die Péclet'schen Experimente und experimentellen Formeln zu weit verbreitet und von zu vielen Seiten als brauchbar anerkannt sind.

Im Capitel „Vergleich der Theorie mit dem Experimente“ habe ich die vortrefflichen Versuche, welche in Mühlhausen und

Wesserlingen angestellt sind, leider nicht benutzen können, da sie mir nicht zeitig genug zu Händen kamen. Ich bin dabei, einen ausführlichen Vergleich mit denselben, wie eine aus ihnen vorgenommene Ermittelung von Erfahrungscoefficienten besonders zum Druck gelangen zu lassen. —

Man wird bemerken, dass ich die commercielle Werthbestimmung durchgreifender als ein theoretisches Element in die Rechnung eingeführt habe, als es in ähnlichen Schriften bislang üblich gewesen ist. Ich that dies nicht nur, um den Resultaten grösseren praktischen Werth zu verleihen, sondern sah mich dazu genöthigt, weil sonst den theoretischen Aussagen unerquickliche und vieldeutige Unbestimmtheit angehaftet hätte und gerade sehr wichtige Aufschlüsse fern geblieben wären. Belege hierfür wird man beim Durchblättern mehrfach finden; ich verweise nur auf die Heizflächenbestimmung und auf die Rauchverzehrungsfrage, wo sich herausstellt, dass zu Erreichung eines verlangten Erwärmungszweckes unendlich viele Apparate theoretisch genommen gleichgünstig sind, dass sich aber diese Anzahl bis auf wenige zusammenzieht, wenn ausser den sogenannten theoretischen Anforderungen auch noch diejenigen des commerciellen Werthes, die der Billigkeit gestellt, also die Untersuchungen vom Gebiete der Wissenschaft in das des kaufmännischen Rechnens verwiesen werden.

Indem ich so dem Publikum dieses Buch überreiche, fühle ich noch denjenigen Autoren meine dankende Anerkennung auszusprechen mich gedrungen, deren Schriften bei Bearbeitung desselben mir von besonderem Nutzen waren, und nenne in erster Reihe Herrn Hofrath Prof. Redtenbacher, dann die Herren Baurath Dr. Scheffler, Bergrath Prof. Dr. Weisbach und wohl selbstverständlich auch Herrn Prof. Péclet, hinzufügend, dass wenn ich über die Experimente und theoretischen Unter-

suchungen des letzteren an mehren Orten polemisirte, mir doch dabei nicht in den Sinn kommen konnte, die hohen Verdienste desselben um Förderung und Ausbildung der Pyrotechnik auch nur im leisesten antasten zu wollen.

Dresden am 14. Juli 1861.

Der Verfasser.

Inhaltsverzeichniß.

Seite

Alphabetisches Verzeichniss über die Bedeutung der in den Rechnungen verwendeten Bezeichnungen XXI

Vorstudien 1

a. Wärmelehre 1

Temperatur 2

Wärmemenge 4

Ausdehnung durch Wärme 4

Mechanische Arbeit, welche bei der Ausdehnung hervorgebracht wird 9

Maass der Wärmemenge 10

Specifische Wärme 11

Mechanische Wärmetheorie 12

Wesen der Wärme 19

Wärmequellen, Brennmaterialien 21

b. Dynamik 29

Grundprincipien der Dynamik 29

Maass für die Intensität der Kräfte 31

Maass der Masse 32

Allgemeine Bewegungsgleichung 35

* *

Seite

Allgemeine Theorie der Feuerungsanlagen . . 37

I. Wärmeerzeugungsvermögen der Brennstoffe 41

Calorimetrischer Effect 41

Luftmenge, welche zur Verbrennung erforderlich, und daraus entstehende Gasmenge 49

Pyrometrischer Effect 52

II. Wärmeüberführung 62

Wärmeleitung 64

Wärmeabgabe 67

Wärmeaufnahme 72

Ueberführungs-Coefficient 72

Heizflächen-Kategorieen 83

Grösse der indirecten Heizfläche 92

Wirkungsgrad der indirecten Heizfläche 94

Directe Heizfläche 98

Totale Heizfläche 102

Wirkungsgrad der totalen Heizfläche 104

Anwendung der Heizflächen-Formeln 105

Vergleich der Heizflächen-Kategorieen unter einander und deren Formeln mit der angenäherten Berechnungsweise 108

Vergleich der directen mit der indirecten Heizfläche 115

III. Zugerzeugung der Feuerungsanlagen 120

Geschwindigkeit der Gase 122

Reibungswiderstand der Gase 128

Geschwindigkeitsverlust durch plötzliche Querschnitts- und Richtungsänderungen 136

Reibungscoefficient 152

Widerstand im Brennmaterial 154

Atmosphärische Einflüsse (Unempfindlichkeitsgrad) 160

Dimensionen der Schornsteine 165

Numerischer Vergleich der Formeln 170

Minimalhöhe der Schornsteine 177

Maximalhöhe der Schornsteine 179

Seite
Maximalquerschnitt der Schornsteine 190
Maximaltemperatur der Zugwirkung 192
Minimaltemperatur der Zugwirkung 367
Maximaltemperatur der Erwärmungswirkung 195
Vortheilhafteste Temperatur der abziehenden Verbrennungsproducte und vortheilhaftester Wirkungsgrad 198
Ersparungen, welche durch Herbeiführung des vortheilhaftesten Wirkungsgrades mit einer Gegenstromheizfläche gegenüber einer Nichtstromheizfläche erzielt werden können 208
Einfluss der vertikalen und steigenden Feuercanäle auf die Zugwirkung . 211
Einfluss der Widerstände auf die Zugwirkung und Kritik empirischer Regeln . 217
Günstigste Querschnittsform der Schornsteine 225
Günstigste Längenschnittsform der Schornsteine 227
Grösse der Feuercanäle 232
Längenform der Feuercanäle 238
Anordnung der Feuercanäle 240
Discussion der Zugwirkungstheorie 244
Seitendruck gegen die Canalwände 251
Schornsteine für mehrere Feuerungsanlagen 254

IV. **Mechanische Zugerzeuger** 268
Vergleich der Ventilatoren und Schornsteine in ihrer Eigenschaft als Zugerzeuger . 287

V. **Dimensionen des Verbrennungsraumes** 294
Rauchverzehrung . 297
Grösse des Rostes 314
Grösse der freien Rostfläche 316
Dicke der Brennmaterialschicht 316
Treppenrost . 319
Gasöfen . 320

VI. **Vergleich der entwickelten Theorie mit dem Experimente** . . 323
Kritik älterer Theorieen 323
Kritische Bemerkungen über Péclet's Theorie der Zugwirkung . . 354

Seite

VII. Anfangs- und Endzustand 359

VIII. Resumtion . 360

Anhang.

Pyrometer 385

Anemometer 400

Tabellen . 405

Alphabetisches Verzeichniß

der in der

Allgemeinen Theorie der Feuerungsanlagen

erscheinenden Bezeichnungen,

deren Bedeutung auf den nebengeschriebenen Seiten zu finden ist. Die in den „Vorstudien“ vorkommenden sind ausgeschlossen. Finden sich hinter einer Bezeichnung mehrere Seitenzahlen angemerkt, so hat dieselbe mehrere Bedeutungen, von denen die in jedem Sonderfalle gültige leicht zu erkennen sein wird.

	Seite		Seite		Seite		Seite		Seite
$\mathfrak{A}$	159	$\mathfrak{A}'''$	282	$\mathfrak{C}$	159	$\mathfrak{E}$	183	$\mathfrak{Q}$	151
$\mathfrak{A}_{,}$	180	$\mathfrak{B}$	159	$\mathfrak{C}'$	215	$\mathfrak{M}$	192	$\mathfrak{R}$	151
$\mathfrak{A}_{,,}$	166	$\mathfrak{B}_{,,}$	166	$\mathfrak{D}$	180	$\mathfrak{N}$	192		

Q	256	T_1	261	V	256

	Seite		Seite		Seite		Seite		Seite		Seite
$\mathfrak{G}$	127	$\mathfrak{K}_n$	209	$\mathfrak{K}_v$	311	$\mathfrak{S}$t	199	$\mathfrak{T}_t$	55, 89, 147	$\mathfrak{V}$	156
$\mathfrak{K}$	201	$\mathfrak{K}_u$	311	$\mathfrak{Q}_1$, $\mathfrak{Q}_4$	256	$\mathfrak{T}$	56, 89	$\mathfrak{U}_1$, $\mathfrak{U}_4$	256	$\mathfrak{W}$	47
$\mathfrak{K}_g$	209					$\mathfrak{T}_0$	145				

	Seite		Seite		Seite
A	51, 70	B'_1, B'_4, B'_5	331	C_4H_4	42, 47
A_1	301			$C_{10}H_{10}$	42
A_u	51			$C_{20}H_{20}$	42
B	130	C	42, 47, 162	CO	43, 47
B_1, B_4, B_5	145, 169	C	200, 338	CO_2	49
		C_1	200	D_5	256
		CH_2	42, 47	E	183, 274

	Seite
E'	191
F	88
F_d	89
F_g, F_n, F_p	108
F_t	103
F_u, F_v	311
F'_g, F'_n, F'_p	108
G	69, 124
G_1	124
H	42, 47, 124
H_1, H_4, H_5	145
H_a, H_b	217
H_c	216
H_d	226
H_e, H_k, H_r	217
H_s, H_t	221
H_v	217
H_{min}	178
H'_{min}, H''_{min}	262
HO	49
J_2	274
K	70, 153
K'	70
L	142
L_1, L_4, L_5	145
M	89
M_1	301
N	55, 274
O	47, 339
O'	51
O'_u	51
P, P_1	123
P_2	145, 274
P_3	274
P_4, P_5	145
Q	165, 169
$Q,$	274, 338
$Q,,$	343
Q_5	256
R	70, 100, 155
S	56, 125
S'	100
S_1	125
T	62, 69, 88, 123
T_0	56, 88
T_1	88, 145
T', T'', T'''	331
T'_1, T''_1, T'''_1	261, 303
T_p	53
V	89, 124, 274
V_0	89, 124
V_1	279, 341
V_2, V_3	274
V''	343
W	54, 73, 88
W_d, W_g, W_n, W_p	92
Z, Z_1	274, 275

	Seite
$\mathfrak{a}$	180
$\mathfrak{d}$	191
$\mathfrak{f}$	Druckfehler
$\mathfrak{k}$	201
$\mathfrak{k}_1$	199
$\mathfrak{n}$	274
$\mathfrak{p}$	127, 200
$\mathfrak{z}$	317

	Seite
a	52, 69, 89, 155, 158
b	158, 168, 228, 274
c	43, 183, 219, 274
d_1, d_4, d_5	152, 169
e	89
f	156, 192 ($\mathfrak{f}$)
g	141
h	146
k	47
k_1	72
k_2	65
k_3	72
k'_1, k''_1, k'''_1	82
k'_2, k''_2, k'''_2, k'_3, k''_3, k'''_3, k^n_3	82
k_u	48
lnt.	logarith. nat.
m	69, 191, 218

	Seite
m'	317
n	52, 69, 89
n_1	301
(nAM)	89
$(nAM)_1$	261
o	279
p	123
p_a	139
p_k	140
p_n	137
q	124
q_1	148
q_2	155
q_4, q_5	148
q_a, q_k	143
q_m, q_n	136
q_p, q_q	137
r_0, r_1, r_2	274
s_n	136
s_p	137
t	54, 64, 69, 89
t_0	89
t_1	62, 69, 89
t_2	62, 155
t_a, t_k, t_m, t_n, t_r, t_q	150, 168
u	129
u_1	148
u_2	155
u_4, u_5	148
v_a	139
v_m, v_n	136
v_p, v_q	137
w	73, 80, 88
w_1	72, 169
w_2	64
w_3	72
w_4	80, 169
w_5	169
y	183
z	155, 230, 254, 277
z_1	278

$\triangle$	69,197
Θ	64
Σ	Summenzeichen
Ω	197

α	89
α_1	274
β, β'	89
γ, γ_0	124
γ_a	139
γ_k	140
γ_n	136
γ_p	137
δ	62, 89, 155
δ_0	89
δ'	317
ε	201, 317
ζ	129, 152
ζ_a	139
ζ_k	140
η	89
η_1	56, 89
η_g, η_n, η_p	110
η_u, η_v	311
η_t	104
η'_t	304
$\varkappa$	8
λ	201
μ	201
ν_1, ν_4, ν_5	146
ξ	218, 274
$\pi = 3,14$	
ϱ	140, 174
σ	89
σ_2, σ_3, σ_4, σ_5, σ_6, σ_7, σ_8	54
σ_9, σ_{10}, σ_{11}	55
σ_{12}	57
σ'	89
τ	130
φ	137
ω	101, 274.

Berichtigungen.

Seite	Zeile			statt		lies
48	6	v. o.	statt:	, also werden bei Verbrennung von C in CO nur 8000 — 2400 = 5600		
			lies:			; da nun aus 1 Kilogr. C $\frac{7}{3}$ Kilogr. CO entstehen (Seite 50), so werden bei Verbrennung von C in CO nur 8000 — $\frac{7}{3}$. 2400 = 2400
48	9	„	statt	5600	lies	2400
„	„	„	„	31	„	30.a.
„	14	„	„	5600	„	2400
„	„	„	„	3428	„	1782
„	19	„	„	5600	„	2400
„	„	„	„	5489	„	3074
„	23	„	„	5600	„	2400
„	„	„	„	2912	„	1437
61	16	v. u.	„	$\frac{7300}{2.11.0,25}$ 1327	lies	$\frac{7300}{2.11.0,25} = 1327$
74	21	v. o.	„	Seite 8	lies	Seite 82
105	10	„	„	$e^{-\frac{w}{nAM\sigma}}$	„	$e^{-\frac{wF}{nAM\sigma}}$
123	23	„	„	Resultate	„	Resultante
„	25	„	„	bewirken	„	bewirkt
145	4	v. u.	„	$\int_{P}^{P}$	„	$\int_{P_1}^{P}$
150	8	v. o.	„	149	„	148.a.
185	8	v. u.	„	g	„	y
192	1	„	„	f	„	f
236	8	„	„	$\frac{1}{3}$ bis $\frac{1}{4}$	„	$\frac{1}{3}$ bis $\frac{1}{4}$ □Meter.
318	10	v. o.	„	$n_1 A_1$	„	nA
331	14	„	„	für (1)	„	für (3).
382	2	„	„	$= G\,t\,(\sigma - t_0)$ $= G\,\sigma\,(t - t_0)$	lies	$= G\,\sigma\,(t - t_0)$.

VORSTUDIEN.

Das Verständniss der hier niedergelegten theoretischen Untersuchungen über die Feuerungsanlagen erfordert eine gewisse Summe von Kenntnissen aus dem Gebiete der Mathematik, Physik, Mechanik und Chemie.

Diese Kenntnisse sind bei Abfassung vorliegender Schrift als beim Leser vorhanden angenommen worden; aber zur Erleichterung des Studiums erschien es nützlich, von denjenigen Zweigen der genannten Wissenschaften, nämlich von der Wärmelehre und Dynamik, auf welche die nachfolgenden Untersuchungen sich vorzugsweise stützen, die hauptsächlichsten Grundbegriffe und Theoreme gleichsam als Repetitorium voranzustellen und mit den engeren Contouren zu verzeichnen, in denen sie in dieser Schrift zu besonderer Anwendung kommen.

a. Wärmelehre.

Durch unsern Tastsinn nehmen wir an den Körpern Eigenthümlichkeiten wahr, welche die Vorstellungen von Wärme und Kälte erwecken. Wir fühlen, dass einige Körper wärmer sind, als andere, und dass ein und derselbe Körper unter wechselnden Umständen verschiedene Wärme z u s t ä n d e annimmt.

Der Wunsch und das Bedürfniss, diese Wärmezustände genauer von einander unterscheiden, sie messen zu können, führt sehr bald darauf, dass unser Tastsinn dazu nicht ausreicht, sondern dass derselbe, von wechselnden Nervenstimmungen und andern Einwirkungen beeinflusst, nur höchst schwankende Angaben zu liefern vermag.

Indem wir nun für das Entstehen der Vorstellungen von Wärme und Kälte darin Erklärung zu finden glauben, dass unser Tastorgan dem berührten Körper im ersten Falle Wärme entzieht, im zweiten Falle mittheilt, beobachten wir, dass überhaupt bei zwei in Berührung gebrachten Körpern ein Wärmeaustausch, ein Ausgleichen ihrer Wärmezustände stattfindet; wir bemerken ferner, dass ein und derselbe Körper bei verschiedenen Wärmezuständen verschieden grosse Volumina einnimmt, dass drittens die Wärme eine Aenderung der inneren Constitution, eine Aenderung des Aggregationszustandes hervorbringt, und finden uns mit Hülfe dieser Beobachtungen in den Stand gesetzt, den gewünschten Maassstab für den Wärmezustand, für die Temperatur zu construiren.

Bei näherer Untersuchung nämlich zeigt es sich, dass das Ausgleichen der Temperaturen zweier in Berührung gebrachten Körper in einer Weise geschieht, dass nach längerer Berührung ein vollständiges Gleichsein dieser Temperaturen stattfindet; wir können ferner zufolge Beobachtungen annehmen, dass ein Körper unter sonst gleichen Umständen bei einer bestimmten Temperatur immer dasselbe Volumen besitzt und dass ebenso unter sonst gleichen Umständen die Aenderung des Aggregationszustandes immer bei einer bestimmten Temperatur eintritt; wenn wir daher einen Körper einen zweiten berühren lassen, der nach einander in zwei verschiedene Aggregationszustände übergeht, und die dabei erfolgende Volumenänderung des ersten Körpers messen, so erhalten wir in derselben eine Maasseinheit und in dem ersten Körper einen Wärmezustandsmesser oder ein Thermometer.

Die Wahl des Körpers, welcher als Thermometer verwendet werden, und ebenso die Wahl desjenigen Körpers, dessen Aggregationsänderung bei Herstellung des Thermometers mitwirken soll, ist zunächst vollständig willkürlich. Da man beobachtet, dass die Gase am stärksten, die tropfbaren Flüssigkeiten weniger stark und die festen Körper am schwächsten bei gleichen Temperaturintervallen ihr Volumen verändern, so wählt man zu Bestimmung geringer Temperaturunterschiede die erstgenannten, bei Bestimmung grösserer Temperaturunterschiede feste Körper, im letzten Falle aber auch dann wohl Gase, wenn die zu messenden Temperaturen so hoch sind, dass die verwendbaren festen und flüssigen Körper ihren Aggregationszustand ändern und alsdann tauglich zu sein aufhören würden.

Zum Messen mittlerer Temperaturen ist es im bürgerlichen Leben und auch in der Wissenschaft conventionell geworden, das Quecksilber als thermometrische oder thermoscopische Substanz zu benutzen, da es innerhalb eines ziemlich weiten Temperaturintervalles seinen flüssigen Aggregatzustand beibehält und für geringe Temperaturunterschiede bemerkbar erhebliche Volumänderungen zeigt; als Vergleichungs-, d. h. als Körper, dessen Aggregationsänderungen die Maasseinheit bestimmen helfen, wird das Wasser genommen.

Man ist ferner den Temperaturmaassstab so herzustellen übereingekommen, dass man das thermoscopische Quecksilber in ein genau cylindrisches Glasgefäss füllt, den Abstand, welchen der Quecksilberspiegel beim Eintauchen in kochendes Wasser von seinem Stande beim Eintauchen in thauendes Eis erlangt, in eine Anzahl gleicher Theile zerlegt und diese Theilung über den Kochpunkt und unter den Thaupunkt fortsetzt. Ueber die Anzahl dieser Theile oder Grade hat man sich in so weit geeinigt, dass man nur noch die Réaumur'sche, Celsius'sche und Fahrenheit'sche Scala anwendet.

Zufolge dieses Uebereinkommens, welches über die Grösse eines Temperaturgrades getroffen ist, würde es fehlerhaft sein, bei einer nicht genau cylindrischen Thermometerröhre den Abstand zwischen Frost- und Siedepunkt in gleiche Theile zu zerlegen; vielmehr muss man in diesem Falle jeden einzelnen Grad mit Hülfe eines vorhandenen, richtigen Thermometers markiren. Ferner ist das Thermometer nur richtig, wenn der Frost- und Siedepunkt unter der Bedingung bestimmt wurden, dass das thauende und siedende Wasser unter dem Einflusse eines bestimmten Druckes stand, da dasselbe je nach dem äussern Drucke seine Aggregationszustände bei verschiedenen Temperaturen ändert. Man ist übereingekommen, den Druck von 10333 Kilogr. pro □ Meter zu wählen, welcher einem Barometerstande von 28 pariser Zollen = 336 Linien, oder auch von 0,76 Metern = 336,9 Linien entspricht.

Da bei Berührung des Thermometers mit dem zu messenden Körper die Temperaturen beider sich ausgleichen, so giebt das Thermometer nicht genau die Temperatur an, welche der Körper anfänglich besitzt, sondern die, welche er nach erfolgtem Ausgleichen annimmt; die Angaben des Thermometers werden daher um so ungenauer sein, je mehr die anfängliche Temperatur desselben von der des zu messenden Körpers abweicht, und je grösser, je massiger es im Verhältniss zu jenem Körper ist, weil in diesem letzten Falle, wie später gezeigt werden wird, die Temperaturverminderung des Körpers durch das kältere Thermometer mit der Masse desselben zunimmt. Daher ist es bei Temperaturbestimmung kleiner Körperquantitäten nothwendig, entweder Thermometer von geringer Grösse anzuwenden, oder dieselben vor dem Messen auf eine Temperatur zu bringen, die nahe mit der zu messenden übereinstimmt.

Bei Anwendung anderer thermoscopischer Substanzen darf die Herstellung des Thermometers nicht so geschehen, als sie bei Anwendung des Quecksilbers vorgenommen wird. Man beobachtet nämlich, dass verschiedene Körper bei gleichen Temperaturveränderungen verschiedene Volumveränderungen zeigen; wollte man daher z. B. Wasser in eine cylindrische Röhre füllen, ein bestimmtes Temperaturintervall angeben und dasselbe in ebenso viel Grade theilen, als ein Quecksilberthermometer innerhalb dieses Intervalles besitzt, so würden die Grade

beider Instrumente nicht harmoniren, nicht dieselbe Temperatur angeben; daher ist es der Uebereinstimmung halber nothwendig, jeden Grad eines Thermometers von anderer thermoscopischer Substanz nach denen des Quecksilberinstrumentes zu markiren. Man theilt aber auch wohl die Scalen anderer Thermometer ebenso ein, wie die der Quecksilberröhre, muss dann aber bei Angabe der Temperatur gleichzeitig bemerken, von welcher Substanz das verwendete Thermometer war, und spricht daher von einer Quecksilber-, Weingeist-, Wasser- etc. Temperaturscale. Bei Reduction dieser Scalen auf einander kommt die Ausdehnung des die thermoscopische Substanz enthaltenden Gefässes in Frage.

Bei — 40 Grad C. geht der flüssige Aggregatzustand des Quecksilbers in den festen, bei + 400 Grad in den dampfförmigen über; geringere und höhere Temperaturen können daher nur mit andern thermoscopischen Substanzen ermittelt werden; für den ersten Zweck wendet man Weingeist, für den zweiten Metalle oder Gase an.

Die Temperaturmesser letzterer Gattung werden Pyrometer genannt; über diese, für pyrotechnische Zwecke besonders wichtigen Instrumente finden sich ausführlichere Erörterungen im Anhange.

Wärmemenge. — Von dem Wärmezustande eines Körpers schliesst man auf den Wärmegehalt desselben, da man gefunden hat, dass beide in bestimmtem Zusammenhange mit einander stehen. In der Regel denken wir uns unter Wärme einen gewichtlosen, elastischen Stoff, der die Körper durchfliesst, und nehmen an, ein Körper enthalte um so mehr von diesem Stoffe, je höher temperirt er ist. Neuere Ansichten dagegen halten die Wärme für eine gewisse, hier nicht näher zu erörternde Thätigkeit der Theilchen des warmen Körpers oder des zwischen diesen Theilchen gedachten Aethers. Mag man nun die eine oder die andere Vorstellung hiervon haben, so bezeichne man vorläufig nur entweder jene Stoffmenge oder jene Thätigkeitsquantität mit Wärmemenge, und man kann alsdann auf Grund von Beobachtungen behaupten, dass der Wärmegehalt eines Körpers dessen Gewichte und dessen Temperatur proportional sei, so dass von zwei Stücken Eisen, die gleiche Temperatur besitzen, das doppelt schwere auch die doppelte Wärmemenge hat und von zwei gleich schweren Wasserquantitäten, von denen die eine 10, die andere 30 Grad warm ist, letztere 3 mal so viel Wärme, als die erste enthält.

Maass der durch Wärmezunahme erfolgenden Ausdehnung. Da bei gewisser Temperaturzunahme ein grösseres Volumen eines Körpers um einen grösseren Betrag sich ausdehnt, als ein kleines, so müsste man die Stärke der Ausdehnung jedes Körpers für eine bestimmte Grösse seines Volumens angeben; allein man hat die Ausdehnungsgrösse durch eine Verhältnissgrösse zu messen sich geeinigt, und zwar durch das Verhältniss, in welchem die während eines bezeichneten Temperaturintervalles geschehende Volumenänderung zu demje-

nigen Volumen steht, welches derselbe, übrigens beliebig grosse Körper bei Null Grad einnimmt. Ist also V_0 das Volumen eines Körpers bei 0 Grad, V dasjenige bei t Grad, so ist $\frac{V - V_0}{V_0}$ das genannte Verhältniss, oder das Maass der Ausdehnung für ein Temperaturintervall von t Graden.

Zu diesem Temperaturintervall wählt man meistens die Grösse eines Grades, zuweilen aber auch den Abstand von Frost- bis Siedepunkt, und nennt alsdann jenes Verhältniss den Ausdehnungscoefficienten. Dabei gilt der Temperaturgrad für irgend eine jedesmal angemerkte Scale des Quecksilber-Thermometers.

Die Definition des Ausdehnungscoefficienten sagt aus, dass derselbe für einen Körper bei allen Temperaturen constant sein wird, wenn sich dieser Körper bei jedem Grad Temperaturzunahme um einen gleichen Bruchtheil seines Nullgrad-Volumens ausdehnt. Erinnert man sich der Construction des Quecksilberthermometers, so wird man sofort erkennen, dass der Ausdehnungscoefficient für diese Flüssigkeit, wenigstens innerhalb der Grenzen zwischen Frost- und Siedepunkt, constant sein muss, denn es wurde ein beständig gleiches Wachsthum des Volumens als Maass für den Temperaturgrad angenommen; die Ausdehnungsgrösse von Frost- bis Siedepunkt wurde in n gleiche Längengrössen eines durchweg gleichweiten Cylinders, also auch in n gleiche Raumgrössen getheilt und jede derselben ein Grad genannt; dasselbe Verfahren wird durch Rechnung zu Bestimmung des Ausdehnungscoefficienten eingeschlagen, man nennt jenen n^{ten} Theil des Volumens den Ausdehnungscoefficienten; also muss derselbe auch für alle Grade constant sein. Allein da mit zunehmender Temperatur auch die das thermoscopische Quecksilber enthaltende Glasröhre sich ausdehnt und daher in der That die Volumenzunahmen, welche 1 Grad messen, zufolge der Construction des Thermometers bei höheren Temperaturen grösser sind, als bei niederen, so ist noch die wahre oder absolute von der scheinbaren Ausdehnung zu unterscheiden. Nach dem eben Erörterten würde also der Coefficient für die wahre Ausdehnung des Quecksilbers variabel, der für die scheinbare constant sein.

Zu der Annahme, dass die Ausdehnungscoefficienten auch für andere Körper unabhängig von der Temperatur seien, ist man durchaus nicht berechtigt, und in der That lehrt auch das Experiment, dass diese Unabhängigkeit nicht stattfindet, vielmehr ist derselbe bei den meisten Körpern sehr verschieden, je nachdem das Temperaturintervall von 1 Grad bei höheren oder bei weniger hohen Temperaturen genommen wird.

Zu Vereinfachung der Rechnung pflegt man aber einen mittleren Werth für denselben anzunehmen, indem man die Volumänderung innerhalb eines grösseren Temperaturintervalles, z. B. von 0 bis 100, von

100 bis 200 Grad etc. beobachtet und dieselbe in so viel gleiche Theile zerlegt, als jenes Temperaturintervall Grade hat. Die Gleichung:

$$\alpha = \frac{V - V_0}{V_0 \cdot t} \quad \ldots \quad 1$$

welche den Ausdehnungscoefficienten α definirt und in welcher man für t in der Regel den Temperaturgrad des Siedepunktes nimmt, würde daher auch auf Körper von variabeln Ausdehnungscoefficienten Anwendung finden. Aus dieser Definitionsgleichung folgt sofort:

$$V = V_0 + \alpha\, t\, V_0 = (1 + \alpha\, t)\, V_0 \quad \ldots \quad 2$$

eine Formel, welche das bei t Grad erlangte Volumen V aus dem Nullgrad-Volumen V_0 berechnen lässt. Analog hiermit ist

$$V_1 = (1 + \alpha\, t_1)\, V_0$$

und demnach in Verbindung mit (2)

$$V = \frac{1 + \alpha\, t}{1 + \alpha\, t_1}\, V_1 \quad \ldots \quad 3$$

eine Gleichung, welche den Ausspruch des Gay-Lussac'schen Gesetzes darstellt.

Das Gewicht G eines Körpers ist bei Temperaturzunahme selbstverständlich constant. Sind daher V das Volumen und γ das Gewicht der Volumeneinheit bei t Graden und V_1, γ_1 analoge Bezeichnungen für eine andere Temperatur t_1 desselben, also gleich schwer gebliebenen Körpers, so gelten die Gleichungen:

$$\left.\begin{array}{l} G = V\,\gamma,\ G = V_1\,\gamma_1,\ \gamma\, V = \gamma_1\, V_1 \\ \dfrac{\gamma}{\gamma_1} = \dfrac{V_1}{V},\ \gamma = \dfrac{1 + \alpha\, t_1}{1 + \alpha\, t}\,\gamma_1 \end{array}\right\} \quad \ldots \quad 4$$

Die Dichtigkeit δ eines Körpers misst man mit dem Verhältnisse, in welchem das Gewicht des Volumens dieses Körpers zu dem eines gleichen Volumens Wasser steht, wenn beide eine Temperatur von Null Graden haben. Ist also γ_0 das Gewicht der Volumeneinheit eines Körpers und g_0 dasjenige des Wassers bei Null Grad, so ist:

$$\frac{\gamma_0\, V_0}{g_0\, V_0} = \delta_0,\ \gamma_0 = g_0\, \delta_0,$$

woraus folgt, dass für das französische Maass- und Gewichtssystem, für welches $g_0 = 1$ ist, die Zahlen für die Dichtigkeiten der Körper mit denen für die Gewichte ihrer Volumeneinheiten zusammenfallen, oder mit andern Worten, Dichtigkeit und Volumeneinheitsgewicht numerisch identisch sind. Nach obigen Gleichungen ist ferner:

$$\frac{\delta}{\delta_1} = \frac{\gamma}{\gamma_1} = \frac{1 + \alpha\, t_1}{1 + \alpha\, t} \quad \ldots \quad 5$$

Auf den Grössenbetrag der Ausdehnung wirkt indessen nicht nur die Temperaturveränderung ein, sondern auch der Druck, welcher auf die Oberfläche des betrachteten Körpers sich äussert. Alle Gegenstände auf der Erde werden von der Atmosphäre nach allen Seiten gedrückt, und dieser Druck beeinflusst die Ausdehnung durch die Wärme; würde

man ihn vermehren, so würde der Ausdehnungscoefficient kleiner, im entgegengesetzten Falle grösser sein. Allein da der Ausdehnungscoefficient für feste und auch für tropfbar flüssige Körper meistens nur verwendet wird, wenn es sich um Ausdehnung derselben unter mittlerem atmosphärischen Drucke handelt, so werden die durch Pressungsunterschiede hervorgebrachten Volumänderungen dieser Körper unberücksichtigt gelassen, und daher können auf dieselben die obigen Gleichungen ohne Weiteres Anwendung finden.

Anders ist es mit den elastischen Flüssigkeiten. Bei diesen sind die äussern auf sie einwirkenden Drücke, oder, was wegen Gleichheit von Wirkung und Gegenwirkung auf dasselbe hinausläuft, die innern Pressungen, unter denen sie in Betracht gezogen werden, so wechselnd und verschieden, dass bei Bestimmung der Ausdehnung sie in Rechnung zu bringen nicht vergessen werden darf. Die Beziehung, in welcher Ausdehnung und Pressung zu einander stehen, ist versuchsweise aufgefunden worden und der Ausspruch des experimentellen Ergebnisses unter dem Namen des Mariotte'schen Gesetzes bekannt.

Schliesst man eine gewisse Gewichtsmenge Gas in ein Gefäss ein, in welchem ein Kolben frei, aber ohne Gas entweichen zu lassen, beweglich ist, und belastet diesen Kolben, so wird das Gas bis auf ein gewisses Volumen zusammengedrückt und übt gegen den Kolben, wie gegen die Gefässwände einen Druck aus, welcher für eine der Kolbenfläche gleichkommende Flächengrösse so stark, als die Belastung des Kolbens ist; durch stärkere Belastung wird das Gas auf ein noch kleineres, durch Verminderung derselben auf ein grösseres Volumen gebracht, äussert dabei eine der jedesmaligen Belastung entsprechende Pressung — und nun hat Mariotte gefunden, dass, wenn die Temperatur des Gases fortwährend constant erhalten wird, die verschiedenen Volumina sich umgekehrt verhalten, wie die Drücke oder Pressungen, welche diesen Voluminibus entsprechen. Sind daher V und V_1 die gleichtemperirten Volumina derselben Gewichtsmenge Gas bei den Pressungen P und P_1, so spricht das Mariotte'sche Gesetz die Formel aus:

$$\frac{V}{V_1} = \frac{P_1}{P} \quad \ldots\ldots 6.$$

Zu einer Formel, welche unter gleichzeitiger Beachtung sowohl der Pressungs- als der Temperaturvariationen die Volumenänderungen berechnen lässt, führen folgende Betrachtungen.

Denkt man sich, das Volumen ändere sich zunächst nur bei gleichbleibender Temperatur t, so ist $V = \frac{P_1}{P} V_1$. Wird nun V_1 bei fortwährend gleichbleibendem Drucke durch Steigerung der Temperatur von t auf t_2 bis zu V_2 vergrössert, so ist nach Gleichung (3):

$$V_1 = \frac{1 + \alpha t}{1 + \alpha t_2} V_2$$

und setzt man diesen Werth für V_1 ein, so ergiebt sich:

$$V = \frac{P_1}{P} \frac{1 + \alpha t}{1 + \alpha t_2} V_2$$

oder da $P_1 = P_2$ sein sollte:

$$V = \frac{P_2}{P} \frac{1 + \alpha t}{1 + \alpha t_2} V_2 \; \ldots\ldots 7$$

eine Formel, welche das sogenannte Mariotte-Gay-Lussac'sche Gesetz darstellt. Es kann erwähnt werden, dass zufolge neuerer, sowohl experimenteller, als theoretischer Untersuchungen die Richtigkeit dieses Gesetzes angezweifelt werden muss, dasselbe aber zu Anstellung von schon hinreichend subtilen Untersuchungen als noch genau genug betrachtet werden darf, weshalb es denn auch für die hier vorgesetzten Zwecke ohne Bedenken beibehalten wird.

Schreibt man letzte Gleichung in der Form:

$$\frac{V \cdot P}{1 + \alpha t} = \frac{V_2 \, P_2}{1 + \alpha t_2}$$

so sieht man deutlicher, dass nach dem Mariotte-Gay-Lussac'schen Gesetze die Quotienten aus Druck $\times$ Volumen, dividirt durch die denselben entsprechende Temperaturfunction $(1 + \alpha t_1)$ für jedes Gas constant sind. Ebenso erhält man auch, da $\frac{V}{V_2} = \frac{\gamma_2}{\gamma}$, die constanten Quotienten

$$\frac{P}{\gamma (1 + \alpha t)} = \frac{P_2}{\gamma_2 (1 + \alpha t_2)} \; \ldots\ldots 8$$

und setzt man einen solchen Quotienten $= \varkappa$, so ergiebt sich

$$\frac{P}{\gamma} = \varkappa (1 + \alpha t) \; \ldots\ldots 9$$

eine Gleichung, welche später vielfach verwendet werden wird.

Der für jedes Gas constante Coefficient $\varkappa$ kann zufolge seiner Bedeutung gefunden werden, wenn die beliebigen, aber unter sich correspondirenden Werthe von P, γ und t experimentell bestimmt und nach Gleichung (9) in Rechnung gezogen werden. Für trockene atmosphärische Luft ist das Gewicht γ_0 eines Kubikmeters bei Null Grad $= 1{,}2932$ Kilogramm, wenn der Druck $P = 10334$ Kilogramm pro □ Meter beträgt. Daher ist für diese Gasart:

$$\varkappa = \frac{10334}{1{,}2932 \, (1 + \alpha \, . \, 0)} = 7991 \; \ldots\ldots 10$$

wobei sich von selbst versteht, dass, wenn dieser Werth für $\varkappa$ in Gleichung (9) eingeführt wird, P als Druck in Kilogr. auf das Quadratmeter und γ als Gewicht in Kilogr. eines Kubikmeters gegeben, resp. erhalten werden muss.

Je nach dem Ausspruche dieses oder jenes authentischen Experimentators hat man bald angenommen, der Ausdehnungscoefficient der

Gase sei constant, bald, er variire nicht allein mit jeder besondern Gasart, sondern auch für dieselbe Gasart mit der Temperatur. Dieser letzten Ansicht ist man in neuester Zeit wieder sowohl wegen der Versuche von Magnus und Regnault, als wegen jüngst hervorgetretener, theoretischer Betrachtungen. Allein die Unterschiede in der Grösse des Ausdehnungscoefficienten, die, nebenbei gesagt, um so stärker werden, je mehr coercibel, je leichter verdichtbar die Gasarten sind, haben so wenig Bedeutung, dass hier für sämmtliche Gasarten und für alle Temperaturen derselben der Ausdehnungscoefficient als constant und zwar zu:

$$\alpha = 0{,}00366 \text{ (pro 1 Grad C.)}$$

angenommen werden soll.

Mit Hülfe dieser numerischen Werthe und der abgeleiteten Formel würde z. B. das Gewicht G von 20 Kubikmeter Luft, wenn deren Spannung = 10000 Kilogr. pro □ Meter und ihre Temperatur = 50 Grad ist, zu:

$$G = V\gamma = \frac{V\,P}{\varkappa\,(1+\alpha t)} = 20\,\frac{1000}{7991\,(1+0{,}00366.50)} = 24,\ldots \text{ Kilogr.}$$

sich berechnen. *)

Ebenso ergiebt sich die Raumgrösse, welche 80 Kilogr. Luft von 300 Grad Temperatur und einer Spannung von 2 Atmosphären = 20666 Kilogr. pro □ Meter erfüllen, zu:

$$V = \frac{G}{\gamma} = G\,\frac{\varkappa\,(1+\alpha t)}{P} = 80\,\frac{7991\,(1+\alpha.300)}{20666} = 61,\ldots \text{ Kubikmeter.}$$

Mechanische Arbeit, welche bei der Ausdehnung hervorgebracht wird. — Unter mechanischer Arbeit oder Wirkung einer Kraft versteht man eine Thätigkeitsäusserung derselben, welche durch das Product aus ihrer Intensität und aus der Weglänge gemessen wird, die der Angriffspunkt derselben in Folge ihrer Thätigkeit zurücklegt, oder zurückzulegen im Stande ist. (Siehe Seite 34.) Betrachtet man nun einen Körper, er sei fest, flüssig oder gasförmig, in Bezug auf seine Ausdehnung durch die Wärme und bedenkt, dass während der Ausdehnung ein beständiger Druck, z. B. der Luftdruck auf seiner Oberfläche lastet und demnach überwunden werden muss, so wird man zugeben müssen, dass bei der Ausdehnung eine mechanische Arbeit geleistet wird, deren Grösse folgendermaassen zu bestimmen ist.

Bedeutet P den Druck auf jede Oberflächeneinheit eines Körpers, O die mit diesen Einheiten gemessene Grösse seiner Oberfläche, so ist P.O der auf den Körper einwirkende Gesammtdruck, welcher bei der Ausdehnung überwunden werden muss. Bezeichnet ferner a den Abstand der anfänglichen Oberfläche von der seines ausgedehnten Zustandes, so ist a der Weg, durch welchen der Angriffspunkt des Widerstandes

*) Zur Ermittelung der Temperaturfunction $(1+\alpha\,t)$ kann die im Anhange sich vorfindende Tabelle verwendet werden.

überwunden wird und daher nach dem Principe von Wirkung = Gegenwirkung P 0 a, oder weil 0 a nichts anderes, als die Volumenzunahme, also $= V_1 - V$ ist, $P(V_1 - V)$ die bei der Ausdehnung geäusserte mechanische Arbeit. Bedeutet nun G das Gewicht des betrachteten Körpers, so ist $G = V\gamma = V_1\gamma_1$, und daher $P(V_1 - V) = G\left(\frac{P}{\gamma_1} - \frac{P}{\gamma}\right)$.

Wegen Gleichung (9) ist aber $\frac{P}{\gamma_1} = \varkappa(1 + \alpha t_1)$ und $\frac{P}{\gamma} = \varkappa(1 + \alpha t)$, da P constant, also auch $= P_1$ sein soll, und demnach wird die bei der Ausdehnung hervorgebrachte mechanische Arbeit berechenbar durch:

$$= G \cdot \varkappa \cdot \alpha\,(t_1 - t) \quad \ldots\ldots \quad 11$$

wenn $(t_1 - t)$ die während der Volumänderung $(V_1 - V)$ geschehene Temperaturerhöhung bedeutet. Dieser Ausdruck gilt für alle Körper unter der Bedingung, dass der Druck während der Ausdehnung constant bleibt.

Maass für die Wärmemenge. — Es wurde schon auf Seite 4 bemerkt, dass die in einem Körper enthaltene Wärmemenge dem Gewichte und der Temperatur desselben proportional sei. Vergleicht man aber verschiedene Körper von demselben Gewichte und derselben Temperatur mit einander, so findet sich, dass sie nicht dieselben Wärmemengen enthalten und dass auch eine verschieden grosse Wärmemenge nöthig ist, um ihre Temperatur um dieselbe Anzahl von Graden zu steigern. Daher ist man den Körpern eine verschiedene Wärmecapacität zuzuschreiben genöthigt.

Man findet z. B. dass, um 1 Pfd. Eisen von 0^0 bis auf 1 Grad zu erwärmen, eine geringere Wärmemenge erforderlich ist, als um dieselbe Temperaturerhöhung mit 1 Pfd. Wasser oder Marmor vorzunehmen. Daher kann die Wärmemenge nicht direct durch das Product aus Gewicht und Temperatur gemessen werden, sondern man muss dabei auch die Natur des Stoffes berücksichtigen, aus welchem der betrachtete Körper besteht. Diese Berücksichtigung kann nun ähnlich, wie bei Bestimmung des Gewichtes aus dem Volumen eines Körpers, dadurch geschehen, dass das Verhältniss aufgesucht wird, in welchem die in den Körpern enthaltene Wärmemenge zu derjenigen steht, welche ein bestimmter, ein Vergleichskörper, bei demselben Gewichte und derselben Temperatur einschliesst. Das Totalgewicht eines Körpers von gegebenem Volumen wird durch das Verhältniss berechnet, in welchem es zu dem Gewichte einer gleichen Raummenge Wasser, Luft, oder eines anderen Vergleichskörpers steht, und dieses Verhältniss heisst das specifische Gewicht des betrachteten Körpers in Bezug auf den angegebenen Vergleichskörper. Analog nennt man das bezeichnete Verhältniss der Wärmemengen die specifische Wärme und hat als Vergleichskörper das Wasser oder die Luft anzunehmen sich geeinigt.

Maasseinheit der Wärmemenge. — Sehr sachgemäss drückt man die in dem Vergleichskörper enthaltene Wärmemenge einfach durch

das Product von Temperatur und Gewicht desselben aus und nimmt als Maass einheit der Wärmemenge das Product aus Maass einheit des Gewichtes und Maass einheit der Temperatur, mitunter aber auch statt der letzten Maasseinheit die Anzahl von Graden, welche zwischen Frost- und Siedepunkt liegen, oder noch andere Scalenintervalle. Diese Maasseinheiten für die Wärme werden Wärmeeinheiten oder Calorieen genannt.

Wird die erste Bestimmung der Wärmeeinheit festgehalten, so ist einzusehen, dass dieselbe durch so viele Werthe ausgedrückt werden kann, als es Combinationen zwischen den verschiedenen Landesgewichten und den 3 Thermometerscalen-Einheiten giebt. Eine nicht unbeträchtliche Anzahl dieser Combinationen wird leider angewendet und dadurch der Vergleich mit den verschiedenen Wärmemengenangaben sehr erschwert. Man spricht von einer preussischen, österreichischen, französischen, englischen etc. Wärmeeinheit. Eine preussische Wärmeeinheit würde demnach entweder durch die Wärmemenge gemessen, welche zur Erwärmung eines preussischen Pfundes Wasser um 1° Celsius, oder durch die Wärmemenge, welche zur Erwärmung desselben Gewichtes Wasser um 1° Réaumur erforderlich ist. (S. die Tabelle im Anhang.)

In dieser Schrift soll ohne ausdrückliche Gegenannahme immer die französische Wärmeeinheit in den Rechnungen verwendet werden, also diejenige Wärmemenge als Wärmeeinheit oder Calorie gelten, welche 1 Kilogramm destillirtes Wasser zu Erwärmung um 1 Grad Celsius beansprucht.

Specifische Wärme. — Auf Seite 10 ist bereits auseinandergesetzt worden, was man unter specifischer Wärme versteht. Wird das französische Maasssystem angewendet, so fällt die Zahl, welche das durch „specifische Wärme“ bezeichnete Verhältniss angiebt, mit der Zahl zusammen, welche die in jedem Kilogramm des betrachteten Körpers bei 1° Celsius enthaltene Anzahl Wärmeeinheiten ausdrückt, so dass man in diesem Falle kurz sagen kann, die specifische Wärme eines Körpers bezeichne die Wärmemenge in Calorieen, welche dieser Körper zu seiner Erwärmung um 1 Grad C. erfordert.

Findet man also z. B. die Angabe, die specifische Wärme des Eisens sei = 0,113, so heisst das bei Anwendung des französischen Maasssystems so viel, als zur Erwärmung von 1 Kilogr. Eisen um 1° seien 0,133 Wärmeeinheiten nothwendig.

Die Erfahrung hat gelehrt, dass die Grösse der specifischen Wärme auch davon abhängt, ob der Körper, für welchen sie gilt, unter Beibehaltung seines Volumens oder unter fortwährendem Gleichbleiben des auf ihm lastenden Druckes erwärmt wird. Es hat sich gezeigt, dass zu 1 Grad Temperaturerhöhung weniger Wärme nöthig ist, wenn der erwähnte Körper sein Volumen beizubehalten, sich nicht auszudehnen

gezwungen wird, als wenn er durch Ueberwindung des äusseren auf ihn einwirkenden, oder des innern, durch Molecular-Attraction oder Repulsion hervorgerufenen Druckes oder Zuges sein Volumen verändern kann. Aus diesem Grunde wird eine specifische Wärme bei constantem Drucke von einer specifischen Wärme bei constantem Volumen unterschieden.

In der praktischen Anwendung kommt es selten vor, dass bei festen und flüssigen Körpern der Unterschied von beiden specifischen Wärmen berücksichtigt zu werden braucht, da diese bei der Erwärmung fast nie durch äussere Kräfte gezwungen werden, ihr Volumen beizubehalten; anders aber ist es bei den Gasen und daher hat man sich wohl genöthigt gesehen, für diese letzten beide specifische Wärmen experimentell zu ermitteln, nicht aber die für die festen und flüssigen Körper. Eine Tabelle hinten im Anhange giebt für die wichtigern Stoffe die specifischen Wärmen an.

Erwähnt kann noch werden, dass die Wärmecapacität, anstatt durch das Verhältniss der Wärmemengen von zwei gleich schweren Körpern angegeben zu werden, auch durch das Verhältniss bestimmt wird, in welchem die Wärmemengen von zwei Körpern gleichen Volumens und gleicher Temperatur zu einander stehen. Um Verwickelungen zu vermeiden, soll aber in dieser Schrift nur die erste Bestimmungsweise festgehalten werden.

Mechanische Wärmetheorie. — Es ist ein auffälliges Phänomen, dass die specifische Wärme bei constantem Druck grösser ausfällt, als die bei constantem Volumen, dass also, um die Temperatur eines Körpers um 1 Grad zu erhöhen, mehr Wärme erforderlich ist, wenn er sich frei ausdehnen kann, als wenn er sein Volumen beizubehalten gezwungen wird, während doch nach erfolgter Erwärmung der Wärmegehalt des Körpers in jedem Falle gleich gross ist.

Schon aus praktischen Gründen wird man diese Erscheinung näher zu untersuchen gedrungen, denn wenn zu Berechnung der Wärmemenge, welche einem Körper zu Erhöhung seiner Temperatur um t Grade mitgetheilt werden soll, das eine Mal die specifische Wärme bei constantem Druck, das andere Mal diejenige bei constantem Volumen angewendet werden muss, so fragt es sich, welche von beiden zur Berechnung des Wärmegehaltes zu benutzen ist, den dieser Körper nach erfolgter Erwärmung, also bei gleicher Temperatur und bei gleichem Gewichte, aber einmal unter Beibehaltung desselben Druckes, das andere Mal unter gleichgebliebenem Volumen innehat. Sollte im ersten Falle die specifische Wärme bei constantem Druck, im zweiten diejenige bei constantem Volumen in Rechnung gezogen werden, so müsste man bei einem, zu Bestimmung seines Wärmegehaltes vorgelegten, beliebigen Körper offenbar wissen, auf welche Weise er seine Temperatur erhalten hat, ob unter ungehindertem Ausdehnen, oder ob unter Beibehaltung seines anfänglichen Volumens; soll hingegen der Wärmegehalt in beiden Fällen gleich gross und mit Anwendung der specifischen Wärme bei constantem

Volumen ermittelbar sein, so wird man die Frage aufwerfen, wo der im ersten Falle erforderliche Mehraufwand an eingeleiteter Wärme geblieben sei.

Die Beantwortung dieser Frage ist ein Entstehungsgrund der in neuerer Zeit sehr cultivirten „mechanischen Wärmetheorie“ gewesen.

Da nämlich bei Einleiten der Wärme unter fortwährend constantem Druck die Hülle, welche ein Gasquantum einschliesst, nothwendig ausgedehnt, oder der bewegliche Kolben, welcher das Gas in einem Gefässe zurückhält, bewegt werden muss und dadurch, wie auf Seite 9 erörtert wurde, mechanische Arbeit verrichtet wird, so hat man (und, wie angenommen wird, zuerst Carnot) zunächst die Vermuthung gehegt, dass der Mehraufwand an Wärme wegen der mechanischen Arbeit vom Gase gebunden oder verschluckt würde, so dass also bei der Ausdehnung unter constantem Druck allerdings die ganze eingeleitete Wärme, aber der Betrag, welchen die Differenz der beiden specifischen Wärmen berechnet, in latentem Zustande im Körper enthalten wäre. Clapeyron's analytische Untersuchungen beabsichtigen diese Vermuthung zu begründen, aber spätere Physiker, und unter ihnen vornehmlich Clausius, Thomson, Krönig, Rankine betrachten den Mehraufwand der specifischen Wärme bei constantem Druck, gegenüber der bei constantem Volumen, als nicht bloss gebunden, sondern als verbraucht, als in mechanische Arbeit umgewandelt, und behaupten daher, dass der Wärmegehalt eines Körpers unabhängig davon sei, wie er in denselben eingeleitet wurde, und dass er unter allen Umständen aus dem Producte von Gewicht, Temperatur und specifischer Wärme bei constantem Volumen berechnet werden müsse.

Die mechanische Wärmetheorie hat sich indessen die Beantwortung dieser Frage nicht etwa zur alleinigen Aufgabe gemacht, sondern stellt den allgemeinen Satz auf, dass jedesmal, wo Arbeit aus Wärme erzeugt würde, eine gewisse und zwar der erzeugten Arbeit proportionale Wärmemenge verschwände.

Carnot, Clapeyron*) und einige Andere waren auch in Bezug auf diesen allgemeinen Satz der Ansicht, dass die bei Erzeugung der mechanischen Arbeit verschwindende Wärme nur scheinbar verschwinde und in latentem Zustande im Körper zurückbleibe; aber die genannten, neueren Physiker lassen die Wärme in Arbeit sich umwandeln, so dass ihnen Wärme und Arbeit als dasselbe, nur in verschiedenen Zuständen sich befindende Etwas gilt.

Die neuere mechanische Wärmetheorie spricht daher folgenden Grundsatz aus: „In allen Fällen, wo durch Wärme Arbeit entsteht, verschwindet eine der erzeugten Arbeit proportionale Wärmemenge,

*) Carnot, Réflexions sur la puissance motrice du feu. Clapeyron, „Journal de l'école polytechnique 1834.“

oder wird verbraucht, und umgekehrt kann durch Verrichtung einer ebenso grossen Arbeit dieselbe Wärmemenge wieder erzeugt werden." *)

Bedeutet nun F die Arbeit, welche ein Körper durch Ausdehnung verrichtet, und w die Wärmemenge, welche während dieser Arbeitserzeugung als aus demselben verschwindend angenommen wird, so drückt sich dieser Grundsatz durch das Symbol:

$$F = A \cdot w \quad \ldots\ldots \quad 12$$

aus, oder

$$A = \frac{F}{w} \quad \ldots\ldots \quad 12.a$$

wo A das Arbeitsäquivalent für die Wärmeeinheit bedeutet und in allen Fällen, wie für alle Körper eine constante Grösse sein soll.

Dieses Arbeitsäquivalent würde mit den für atmosphärische Luft und andere permanente Gase bekannten experimentellen Unterlagen folgendermaassen zu bestimmen sein:

Nach Regnault's Versuchen ist die specifische Wärme bei constantem Druck (σ) für alle Gase unabhängig von der Temperatur, also bei jedem Gase für alle Temperaturen constant. Hiernach und zufolge der Gleichheit des Ausdehnungscoefficienten für alle Temperaturen muss aber, wenn die Hypothese von der Wärme- und Arbeitsäquivalenz Wirklichkeit hat, auch die specifische Wärme bei constantem Volumen (σ_1) von der Temperatur unabhängig sein, denn wird ein Gasquantum vom Gewichte G um 1^0 erwärmt, indem der Druck constant bleibt, was dadurch geschieht, dass die das Gas umschliessende Hülle einen constanten Widerstand leistet, so ist die für diese Temperaturerhöhung erforderliche Wärmemenge $= G \times$ der specifischen Wärme bei constantem Druck $= G\sigma$ und diese ist nach dem Grundsatze der mechanischen Wärmetheorie eine Summe aus derjenigen Wärmemenge, welche zu der mechanischen Arbeit, d. i. zu Ueberwindung des Widerstandes verbraucht wird, und aus derjenigen, welche zu blosser Temperaturerhöhung (wenn kein Widerstand überwunden zu werden brauchte) dem Gase zugeführt werden muss, welche wir also mit specifischer Wärme bei constantem Volumen bezeichnen. Demnach ist $(\sigma_1 - \sigma)$ G die Wärmemenge, welche in mechanische Arbeit umgewandelt, zu Ueberwindung des bei Volumänderung constanten Widerstandes verbraucht wird.

Da nun der Ausdehnungscoefficient α für alle Temperaturen constant, d. h. da das Gas für alle Temperaturen um denselben Bruchtheil seines Nullgrad-Volumens pro Grad unter constantem Druck sich ausdehnt, so verrichtet es auch für alle Temperaturen bei 1 Grad Erwärmung dieselbe mechanische Arbeit, und da diese nach der Wärmeäquivalenz-Hypothese unter allen Umständen einer bestimmten Wärmemenge äquivalent sein soll, so muss auch $(\sigma_1 - \sigma)$ für alle Temperaturen

*) Clausius, Poggendorff's Annalen. Zeuner, Grundzüge der mechanischen Wärmetheorie. Freiberg 1860.

constant sein und demnach auch σ, da σ_1 es ist. In Gleichung (12 . a) würde daher für ein Temperaturintervall von $(t_1 - t)$ Graden:

$$w = G (\sigma_1 - \sigma) (t_1 - t)$$

einzuführen und $(\sigma_1 - \sigma)$ für alle Temperaturen constant sein.

Die mechanische Arbeit F, welche ein Körper während der durch die Temperaturerhöhung $(t_1 - t)$ geschehenden Ausdehnung verrichtet, ist nach Seite 10:

$$F = G \cdot \varkappa \cdot \alpha (t_1 - t).$$

Allein dieses ist noch nicht die Gesammtarbeit, welche durch die Wärmemenge w als hervorgebracht angenommen wird, sondern zu dieser sogenannten äussern Arbeit kommt noch die innere, d. h. diejenige Arbeit, welche zu Ueberwindung der Molecularkräfte aufgewendet werden muss. Bezeichnet man diese kurz mit J, so ist genauer:

$$F = G \cdot \varkappa \cdot \alpha (t_1 - t) + J$$

und demnach zufolge der Fundamentalgleichung (12):

$$G \cdot \varkappa \cdot \alpha (t_1 - t) + J = A \cdot G (\sigma_1 - \sigma) (t_1 - t) \; \ldots\ldots \; 13$$

Für permanente Gase kann man nun J vernachlässigen und daher wird für diese:

$$A = \frac{\varkappa \cdot \alpha}{\sigma - \sigma_1} \; \ldots\ldots \; 14$$

Für nur sehr wenige Körper sind die Werthe von α, $\varkappa$, σ und σ_1 mit hinreichender Genauigkeit ermittelt worden; das meiste Zutrauen verdienen die für atmosphärische Luft; durch Einführung derselben in (14) erhält man:

$$A = 424 \text{ Kilogrammeter,}$$

was so viel heisst, dass eine Wärmeeinheit die mechanische Arbeitsmenge von 424 Kilogrammetern, oder, wenn sie in einer Secunde verbraucht wird, den Effect von 5,68 Pferdekräften hervorzubringen im Stande ist.

Eine Uebereinstimmung dieses Werthes mit den in gleicher Weise für andere Körper ermittelten würde Indicien für die Richtigkeit des Wärmetheorie-Grundsatzes liefern. Führt man nun die in Redtenbachers „Dynamidensystem" für σ, σ_1 und $\varkappa$ angegebenen Mittelwerthe in Formel (14) ein, so findet sich:

für Chlorgas A = 359
„ kohlensaures Gas . A = 305
„ schwefligsaures Gas A = 231
„ Stickoxydulgas . . A = 292

also Werthe, die unter sich, wie von dem aus der atmosphärischen Luft abgeleiteten Aequivalenzwerthe sehr erheblich verschieden sind.

Wenn nun auch diese Werthe nicht etwa als experimentelle Gegenbeweise betrachtet werden können, sondern festzuhalten ist, dass bei Erlangung derselben die innere Arbeit vernachlässigt wurde, dass sie aus Daten berechnet sind, deren Gültigkeit angezweifelt werden kann,

dass die Entwickelung der Formel (14) mit Zugrundelegung des Mariotte-Gay-Lussac'schen Gesetzes geschah, dieses Gesetz aber gerade durch eine streng durchgeführte Anwendung der mechanischen Wärmetheorie als nur angenähert, nur für ideale Permanenz der Gase richtig sich erweist und dieses Ergebniss von Regnault experimentell bestätigt wird: so kann man doch nicht behaupten, dass sie befriedigende Beweise für die Wärmeäquivalenz-Hypothese lieferten, und noch weniger, dass sie — im Vereine mit den häufig angeführten, zu directer Prüfung genannter Hypothese von Joule und Hirn angestellten Experimenten, welche gleichfalls mancherlei Abweichungen zeigen oder zum Theil wenig Vertrauen erweckende Genauigkeit haben — von der Art seien, um, wie einige Physiker meinen, eine unerschütterliche Ueberzeugung von der Wahrheit und Allgemeingültigkeit der beredeten Hypothese aufzunöthigen.

Aber trotzdem können die Theoreme der mechanischen Wärmetheorie und die daraus zu ziehenden Folgerungen, soweit sie auf atmosphärische Luft und ähnliche Gase sich beziehen, den späteren Untersuchungen untergelegt werden, da sie für diese Gase eine Uebereinstimmung mit der Wirklichkeit zeigen, welche für die hier vorliegenden Zwecke hinreichend genaue Resultate garantirt.

Wie bereits angeführt, sagt eine jener Folgerungen aus, dass der Wärme g e h a l t eines Körpers unter allen Umständen nach der specifischen Wärme bei constantem V o l u m e n beurtheilt werden müsse.

Ist daher G das Gewicht eines Körpers, T dessen Temperatur und σ_1 seine specifische Wärme bei constantem Volumen, so ist die in ihm e n t h a l t e n e Wärmemenge W

$$W = G\sigma_1 T \; . \; . \; . \; . \; . \; 15.$$

Um dagegen die Wärmemenge W_1 zu berechnen, welche einem Körper vom Gewicht G z u g e f ü h r t werden muss, um seine Temperatur von T bis T_0 Grad zu erhöhen, oder welche aus ihm v e r s c h w i n d e t, wenn er sich von T_0 bis T Grad abkühlt, hat man die Formel:

$$W_1 = G\sigma (T_0 - T) \; . \; . \; . \; . \; . \; 16$$

in Anwendung zu bringen, sofern bei der Erwärmung oder Abkühlung der äussere, auf ihm lastende Druck constant bleibt, er sich also unter diesem Drucke ausdehnen oder zusammenziehen kann, und die Formel:

$$W_1 = G\sigma_1 (T_0 - T) \; . \; . \; . \; . \; . \; 17$$

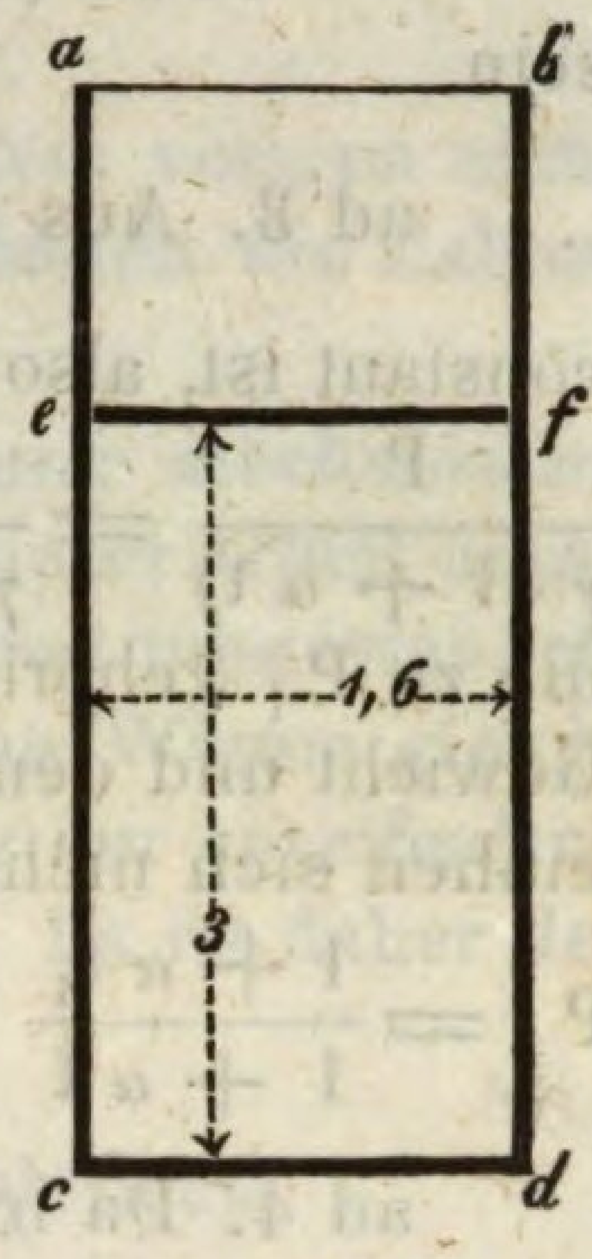
sofern er bei der Erwärmung oder Abkühlung sein Volumen beizubehalten gezwungen wird.

Hiernach würde folgende numerische Aufgabe folgendermaassen zu behandeln sein:

In einem Cylinder *abcd* sei durch den ohne Reibungswiderstände beweglichen und vollständig luftdicht schliessenden Kolben *ef* ein Luftvolum *efdc* abgeschlossen. Der Kolben werde gewichtlos gedacht; die Temperatur der innern Luft sei gleich der der äusseren = 10°, also wegen Beweglichkeit und Gewichtlosigkeit des Kolbens auch die Span-

nung der innern gleich der der äussern und zwar = 10000 Kilogr. pro □ Meter. Der Cylinder habe einen Durchmesser von 1,6 Meter, der Kolben stehe 3 Meter über dem ihm parallelen Boden, so dass das Luftvolum zu $\frac{(1,6)^2 \pi}{4} 3$ = 6 Cubikmetern sich berechnet. Es soll angegeben werden:

Fig. 1.



1. wie viel Wärme der innern Luft zugeführt werden muss, damit sie ihre Temperatur bis auf 150 ^{0} erhöht.
2. wie gross diese Wärmemenge ist, wenn der Kolben sich fortzubewegen verhindert wird.
3. bis zu welcher Stärke alsdann die Spannung anwächst.
4. wie gross der Weg ist, den der Kolben unter den ad 1 angeführten Umständen zurücklegt.
5. wie gross alsdann die von ihm geleistete Arbeit sich herausstellt.
6. wie diese Arbeit mit Anwendung der mechanischen Wärmetheorie berechnet werden kann.
7. wie gross der Wärme g e h a l t der innern Luft ist, wenn sie unter den ad 1 und ad 2 aufgeführten Umständen erwärmt wurde.
8. wie gross die Wärmemenge ist, welche die innere Luft abgiebt, indem sie sich von 150^0 bis 10^0 abkühlt.

ad 1. Diese Wärmemenge muss nach Formel (16) berechnet werden, denn durch Erwärmung nimmt die Spannung der innern Luft zu; da aber der Kolben vollständig frei beweglich sein soll, so gleicht sich die innere Spannung fortwährend mit der äussern aus, so dass ein Ausdehnen der innern Luft unter constantem D r u c k erfolgt und demnach zur Ermittelung der e i n g e l e i t e t e n Wärme die specifische Wärme bei constantem Druck in Rechnung gezogen werden muss. Nun ist aber nach Formel (4) das Gewicht:

$$G = \gamma V = \frac{10000 \, . \, V}{\varkappa \, (1 + \alpha \, . \, 10)} = \frac{10000 \, . \, 6}{7991 \, (1 + \alpha \, . \, 10)} \text{ *)}$$

also die einzuleitende Wärmemenge

$$= \frac{10000 \, . \, 6}{7991 \, (1 + \alpha \, . \, 10)} \; 0{,}237 \; (150 - 10) = 240 \text{ Calorieen.}$$

ad 2. Da hier keine Ausdehnung der innern Luft möglich sein soll, so würde die specifische Wärme bei constantem V o l u m, also Formel (17) in Anwendung kommen und demnach die einzuleitende Wärmemenge

*) Zu Berechnung von $(1 + \alpha \, t)$ dient die Tabelle im Anhange.

$$= \frac{10000 \,.\, 6}{7991\,(1 + \alpha \,.\, 10)} \,.\, 0{,}168\ (150 - 10) = 170 \text{ Calorieen}$$

sein.

ad 3. Aus Formel (8) geht hervor, dass der Quotient $\frac{P}{\gamma\,(1 + \alpha\, t)}$ constant ist, also:

$\frac{P}{\gamma\,(1 + \alpha\, t)} = \frac{P_1}{\gamma_1\,(1 + \alpha\, t_1)}$ gesetzt werden kann, sofern γ_1 und t_1 die zu P_1 gehörigen Werthe sind. Da nun in diesem Falle Volumen und Gewicht und demnach auch die Dichte, oder das Gewicht der Volumeneinheit sich nicht ändern, also $\gamma = \gamma_1$ ist, so hat man

$$P_1 = \frac{1 + \alpha\, t_1}{1 + \alpha\, t}\, P = \frac{1 + \alpha \,.\, 150}{1 + \alpha \,.\, 10}\, 10000 = 14940 \text{ Kilogr. pro } \square \text{ Meter.}$$

ad 4. Da in diesem Falle die Spannung constant bleibt, so hat man aus Formel (8) $\gamma_1\ (1 + \alpha\, t_1) = \gamma\ (1 + \alpha\, t)$. Bezeichnet nun V das Anfangsvolumen, s die anfängliche Entfernung des Kolbens vom Boden, O den Cylinderquerschnitt und haben V_1, s_1 analoge Bedeutungen für den Endzustand, so ist wegen $G = V\gamma = V_1\, \gamma_1$

$$\frac{\gamma_1}{\gamma} = \frac{V}{V_1} = \frac{O\, s}{O\, s_1} = \frac{s}{s_1}$$

und daher

$$s_1 = \frac{1 + \alpha\, t_1}{1 + \alpha\, t}\, s = \frac{1 + \alpha \,.\, 150}{1 + \alpha \,.\, 10}\, s,$$

$$s_1 - s = \frac{\alpha\,(t_1 - t)}{1 + \alpha\, t}\, s = 1{,}48 \text{ Meter.}$$

ad 5. Nach Seite 9 wird die mechanische Arbeit durch das Product aus bewegender Kraft und dem Wege gemessen, welchen der bewegte Körper in Folge der Einwirkung dieser Kraft zurücklegt. Da hier der Druck pro $\square$ Meter $= P$, also für die ganze Kolbenfläche $= O \,.\, P$ und der genannte Weg des Kolbens $= s_1 - s$ ist, so hat man die mechanische Arbeit:

$$= O \,.\, P\,(s_1 - s) = \frac{(1{,}6)^2\, \pi}{4} \,.\, 10000 \,.\, 1{,}48 = 29600 \text{ Kilogrammeter.}$$

Da $O\, s_1 = V_1$ und $O\, s = V$ ist, so drückt sich die mechanische Arbeit auch durch

$$= P\ (V_1 - V)$$

aus, ist also gleich dem Producte aus Volumenänderung und Druck pro Flächeneinheit.

ad 6. Zu diesem Zwecke hat man die Wärmemenge zu berechnen, welche während der Ausdehnung verschwindet, und dieselbe mit dem Arbeitsäquivalent der Wärmeeinheit = 424 Kilogrammeter zu multipliciren. Die in Arbeit verwandelte Wärmemenge ist aber der Differenz

aus der ad 1 und ad 2 gleich, also = 240—170 = 70 und daher die mechanische Arbeit:

$$= 424 . 70 = 29680 \text{ Kilogrammeter.}$$

NB. Dieses Ergebniss stimmt nur deshalb mit dem vorigen nicht genau überein, weil im Verlaufe der frühern Rechnungen die Zahlen etwas abgerundet wurden.

ad 7. Da bei der ad 1 stattfindenden Ausdehnung mechanische Arbeit hervorgebracht wird und in Folge dessen eine dieser Arbeit äquivalente Wärmemenge aus der Luft verschwindet, in Arbeit umgewandelt wird, so ist der Wärmegehalt nicht der eingeleiteten Wärme gleich, sondern muss nach Formel (15), also mit Anwendung der specifischen Wärme bei constantem Volumen berechnet werden. Es ist daher der Wärmegehalt nicht = 240, sondern nur

$$= \frac{10000 . 6}{7991 (1 + \alpha . 10)} . 0{,}168 . 150 = 195 \text{ Calorieen.}$$

ad 8. Kühlt die bis auf 150 Grad erwärmte Luft sich wieder ab, so wird der Kolben wegen der durch Abkühlung entstandenen Spannungsveränderung von dem äussern Luftdruck zurückgetrieben. Es wird also durch die äussere der innern Luft Arbeit mitgetheilt und dieselbe in Wärme umgewandelt, und soll daher die innere Luft bis auf 10 Grad abgekühlt werden, so muss auch diese durch Arbeit entstehende Wärme aus dem Cylinder verschwinden, so dass man durch Abkühlung dieselbe Wärmemenge wiedergewinnt, welche man bei Erwärmung der Luft in den Cylinder einleitete. Es ist daher bei Berechnung dieser Wärmequantität die specifische Wärme bei constantem Druck zu verwenden, so dass man, wie ad 1, erhält:

$$W = 240 \text{ Calorieen.}$$

Wesen der Wärme. — Die mechanische Wärmetheorie hat auch zu Entstehung einer Hypothese über das Wesen der Wärme Anlass gegeben, welche von den bis jetzt darüber existirenden in vieler Beziehung abweicht, ja sogar einige derselben gänzlich umstosst.

Da die Kenntniss des Wesens oder der innern Natur der Wärme nicht allein ideellen Werth hat, insofern sie der speculativen Tendenz Befriedigung gewährt, sondern auch von reellem Nutzen ist, so nehme ich auf die Hypothesen, welche man über dieses Wesen der Wärme aufgestellt hat, kurz aufmerksam zu machen keinen Anstand.

Ausser der Anschauungsweise der sogenannten Naturphilosophen existirten bisher im Wesentlichen zwei, oder wenn man eine Mischung dieser beiden für eine dritte gelten lässt, drei verschiedene Ansichten über das Wesen der Wärme, d. h. darüber, was die Wärme sei. Die eine dieser Ansichten oder Hypothesen erklärt die Wärme für ein höchst ätherisches, inponderabeles Fluidum, welches alle Körper durchdringt, die Molecüle derselben umgiebt und in einem Körper in grösserer Menge angehäuft, oder demselben zum Theil entzogen werden kann; die wei-

teren Eigenschaften dieses Fluidums werden von den verschiedenen Anhängern dieser Hypothese sehr verschieden gedacht. Ausdehnung der Körper durch die Wärme und viele andere Phänomene scheinen für die Haltbarkeit dieser Hypothese zu sprechen; allein denkt man an Erzeugung von Wärme durch Reibung, so wird diese Haltbarkeit sofort wieder aufgelockert und wegen dieser letztgenannten Erscheinung einer zweiten schon frühzeitig aufgestellten Hypothese zugebilligt welche behauptet, das Wesen der Wärme bestehe in einem Bewegungszustande entweder der Molecüle eines Körpers oder des Aethers, welcher dieselben umgebend angenommen wird. Auch bei dieser Hypothese ist man sehr verschiedener Ansicht, wie jener Bewegungszustand im Besondern vorzustellen sei.

Ampère z. B. hat folgende Vorstellung. Er denkt sich die Körper aus Partikeln bestehend, die sich aus Molecülen und diese wieder aus Atomen zusammensetzen, zwischen denen sich Aether vorfindet; die Partikeln können nach seiner Ansicht nur durch mechanische, die Molecüle nur durch die innern Attractions- und Repulsions-, und die Atome nur durch chemische Kräfte getrennt werden, so dass im ersten Falle mechanische Zerstückelungen, im zweiten Aggregationsänderungen und im letzten chemische Zerlegungen entstehen. Atome und Molecüle nimmt er als in fortwährenden, durch die Attractions- und Repulsionskräfte erzeugten und auf den Aether fortgepflanzten Vibrationen begriffen an und meint nun, dass durch erstere Licht- und **Wärme**erscheinungen hervorgerufen würden, während letztere die Phänomene des Schalles bewirkten.

Da durch diese Anschauungsweise, die übrigens auf den ersten Blick viel Einnehmendes hat, nicht alle Erscheinungen erklärt werden konnten, sondern auf eine grosse Summe derselben die Annahme eines Wärmestoffes besser passte, so haben einige Physiker die dritte Hypothese aufgestellt, dass die Wärme beides sei, sowohl eine Undulation und Vibration der Körpertheilchen, als auch ein Stoff, oder eine Flüssigkeit.

Neuerdings aber ist man auf Grund der mechanischen Wärmetheorie der Hauptsache nach zu der zweiten Hypothese wieder zurückgekehrt und legt nur den Bewegungen der Atome und Molecüle eine von der früheren abweichende Vorstellung unter.

Die Physiker, welche dieser neueren Hypothese huldigen, denken sich die Körper im Wesentlichen so zusammengesetzt, wie es die erwähnten Ansichten Ampère's thun, und unter ihnen meint Clausius*), die Wärme sei eine Bewegung der Molecüle und zwar bei festen Körpern eine geradlinig hin und her schwingende, bei flüssigen eine schwingende, wälzende und fortschreitende, und bei Gasen eine geradlinig fortschrei-

*) Poggendorff's Annalen.

tende Bewegung. Redtenbacher*) dagegen erklärt die Wärme für eine Bewegung der die Molecüle umgebenden Aetherhüllen und zwar für eine radial schwingende, während er für rotirende Bewegungen der Aetherhüllen um ihre Molecüle die Phänomene des Magnetismus und der Electricität hält und den Schall für eine Bewegung der Molecüle annimmt.

Obgleich nun diese, auf die mechanische Wärmetheorie sich gründenden Ansichten ziemlich mit einigen der älteren übereinstimmen, so unterscheiden sie sich doch sehr wesentlich dadurch, dass sie, wie hier weiter auseinanderzusetzen nicht Raum genug wäre, in ihrer Besonderheit so präcis dargelegt sind, um nicht blos eine ungefähre Anschauungsweise zu erwecken, sondern um, wie sich Redtenbacher ausdrückt, „eine Prüfung mit den scharfen Reagentien der mathematischen Analysis" zu gestatten. Es wird in ihnen nicht nur von Kräften und Wirkungen, und wie man sich dieselben zu denken habe, gesprochen, sondern die Intensität dieser Kräfte und die Quantität dieser Wirkungen nach Maass angegeben, so dass man im Stande ist, mit der exacten Logik der Mathematik Schlussfolgerungen aus ihnen zu ziehen, durch welche ihre Haltbarkeit experimentell erprobt werden kann.

Einen vollständigen Beweis für ihre Uebereinstimmung mit der Wirklichkeit zu geben ist indessen noch nicht geglückt, weshalb sie auch eines unbegrenzten Beifalls aller Physiker noch nicht sich erfreuen.

Wärmequellen und Brennmaterialien. — Wir beobachten, dass durch Reibung, durch Electricität, durch Sonnenstrahlen, durch Compression und durch den Lebensprocess Wärmeentwickelungen hervorgebracht werden. Aber diese Wärmequellen sind entweder zu kostspielig, oder wirken zu ungenügend, oder zu ungleichmässig, als dass sie zu pyrotechnischen Zwecken verwendet oder benutzt werden könnten. Die einzige Wärmequelle, deren man sich bedienen kann, ist die chemische Verbindung.

Die Chemie hat gefunden, dass die Wärmeentwickelung, welche wir an brennendem Holze oder brennender Kohle wahrnehmen, in der chemischen Verbindung des der atmosphärischen Luft beigemischten Sauerstoffs mit den chemischen Bestandtheilen dieser Brennmaterialien ihren Ursprung hat. Sie hat ferner beobachtet, dass nicht allein diese, sondern auch die meisten andern chemischen Verbindungen von Wärmeentwickelungen begleitet werden, wofür, nebenbei bemerkt, als Grund neuerdings Thomson **) in seinem thermochemischen Systeme, welches mit der erwähnten mechanischen Wärmetheorie gleiche Basis hat, die Vernichtung der lebendigen Kraft von einer eigenthümlichen, von ihm näher definirten Molecularbewegung angiebt.

*) Dynamidensystem, Grundzüge einer mechanischen Physik. Mannheim 1857.

**) Poggendorff's Annalen, B. 88, Seite 349.

Aber auch nicht sämmtliche Wärme entwickelnden chemischen Verbindungen können als Wärmequellen für die Pyrotechnik angewendet werden, sondern bislang nur diejenigen, welche der Sauerstoff eingeht, und von diesen wieder eine nur beschränkte Zahl. Eine Haupteigenschaft, welche die in den Gewerben und im bürgerlichen Leben zur Anwendung kommenden Wärmequellen aufweisen müssen, ist Gefahrlosigkeit sowohl des chemischen Vorganges selbst, als der aus ihm entstehenden Producte, und ferner der Kostenpunkt, d. h. das relative Verhältniss des Erzeugungsaufwandes zum Erzeugungsergebniss.

Die Körper, welche diese Eigenschaften besitzen oder diese Erfordernisse erfüllen, nennen wir Brennmaterialien.

Die Brennmaterialien, welche heut zu Tage Verwendung finden, sind:

Holz, Torf, Braunkohle, Steinkohle

und die künstlichen Zubereitungen derselben, als:

Holzkohle, Torfkohle, Braunkohle, Kok, gepresste Holzfaser (Lohkuchen), gepresstes Torf-, Braunkohlen- oder Steinkohlenklein und Kohlenwasserstoffgase.

Alle diese Brennmaterialien bestehen, abgesehen von metallischen, wie sonstigen zufälligen Beimengungen und von in nicht allen vorkommendem Sauerstoffgehalte der Hauptsache nach aus Kohlenstoff und Wasserstoff, eine Thatsache, welche sehr erklärlich ist, da sie alle durch Processe aus einander hervorgegangen sind, die ihre qualitative chemische Constitution nicht beinflussen können. Torf, Braunkohle und Steinkohle entstehen aus dem Holze auf natürlichem Wege ebenso, wie es auf künstlichem mit der Holzkohle, der Torfkohle und dem Kok geschieht, nämlich durch langsame, partielle Verbrennung. Die niedergesunkenen leblosen Pflanzenreste, welche wir im Torfe und einigen Braunkohlensorten noch erkennen, scheiden den in der Holzfaser enthaltenen Sauerstoff allmählig aus, indem derselbe mit Kohlen- und Wasserstoff zu Kohlensäure und Wasser verbunden entweicht. Hierdurch entsteht ein immer sauerstoffärmeres, aber relativ kohlenstoffreicheres Gebilde, so dass in gleichen Gewichtstheilen die Steinkohle mehr Kohlenstoff und weniger Sauerstoff als das Holz aufzuweisen hat.

In späteren Stadien des Umwandlungsprocesses vereinigt sich auch ein Theil des Wasserstoffes mit Kohlenstoff, indem Kohlenwasserstoffgase (Grubengas) entweichen und demnach die Steinkohle auch weniger Wasserstoffgas enthält als das Holz, aber dadurch fortwährend relativ kohlenstoffreicher wird.

Die auf natürlichem Wege aus dem Holze entstehenden Brennmaterialien unterscheiden sich von der durch künstliche Mittel erzeugten Holzkohle nur dadurch, dass sie in Folge des starken Druckes dichter sind als diese, und die organischen Nebenbestandtheile durch Verwesung abgegeben haben.

Ob der in den meisten Brennmaterialien enthaltene Sauerstoff an einen Theil des Wasserstoffs zu Wasser, oder an einen Theil des Kohlenstoffs gebunden ist, weiss man nicht, nimmt aber das erstere an und unterscheidet einen chemisch gebundenen und hygroscopischen Wassergehalt, indem man unter letzterem denjenigen Theil versteht, welcher sich durch eine bis auf 100 oder 120 Grad C. gesteigerte Erwärmung entfernen lässt.

Das Holz. — Sämmtliche Holzarten bestehen aus Holzfaser und Pflanzensaft.

Die Holzfaser hat für alle Holzarten dieselbe chemische Zusammensetzung und dasselbe specifische Gewicht, welches letztere nach Violettes Versuchen = 1,565 gesetzt werden kann.

Der Saft besteht zum grössten Theil aus Wasser, in welchem organische und unorganische Substanzen aufgelöst sind. Zu diesen organischen Substanzen gehört das Harz der Nadelhölzer und der Gerbstoff des Eichenholzes; zu den unorganischen: Kali, Natron, Kalkerde, Talkerde, Kieselerde, Manganoxyd, Eisenoxyd, Schwefel, Schwefelsäure, Chlor, Phosphor und Phosphorsäure *).

Die unverbrennbaren dieser Bestandtheile bilden die Asche.

In 1 Kilogr. gewöhnlich lufttrockenem Holze sind zufolge vieler Analysen verschiedener Sorten im Mittel enthalten:

0,4 Kilogr. Kohlenstoff incl. 0,01 Asche.
0,4 „ chemisch gebundenes } Wasser.
0,2 „ hygroscopisches } Wasser.

In 1 Kilogr. bei 120 Grad gedörrtem Holze im Mittel:

0,5 Kilogr. Kohlenstoff incl. Asche.
0,5 „ chemisch gebundenes Wasser.

Die von Heintz und Baer **) angestellten Analysen einiger bei 110 Grad getrockneten und pulverisirten Holzarten gaben folgende Resultate. In 100 Gewichtstheilen sind enthalten:

Tabelle I.

	Kohlenstoff.	Wasserstoff.	Sauerstoff.	Asche.
Kiefernholz *(Pinus sylvestris)* alte Stämme	49,87	6,09	34,41	0,53
„ „ „ jüngere Stämme	50,62	6,27	42,58	0,53
Elsenholz *(Betula Alnus L.)*	48,63	5,94	44,75	0,68
Eichenholz *(Quercus Robur* und *Q. Pedunculata)*	48,94	5,94	43,09	2,03
Birkenholz *(Betula alba L.)*	48,89	6,19	43,93	0,99
Rothbuchenholz *(Fagus sylvatica)* 1. Sorte	46,02	5,86	46,94	1,18
„ „ „ 2. „	48,29	6,00	45,14	0,57
Weissbuchenholz *(Carpinus Betulus L.)*	48,08	6,12	44,93	0,87

*) Siehe Scheerer's Metallurgie, 1848, B. I. Seite 155 etc.

**) Brix, Untersuchungen über die Heizkraft der wichtigern Brennstoffe des preussischen Staates. Berlin 1853.

Da das Wasser (HO) aus 8 Theilen Sauerstoff und 1 Theil Wasserstoff zusammengesetzt ist, so enthält die erste in dieser Tabelle aufgeführte Holzart eine Menge an chemisch gebundenem Wasser von $\left(34{,}41 + \frac{34{,}41}{8}\right) = 38{,}71$ Gewichtstheilen, der Rest vom Wasserstoff, also $\left(6{,}09 - \frac{34{,}41}{8}\right) = 1{,}79$ Gewichtstheile, befindet sich frei darin, und ebenso dienen bei der 2ten Holzart $\frac{42{,}58}{8} = 5{,}322$ Theile Wasserstoff zur Bildung von chemisch gebundenem Wasser, während $6{,}27 - 5{,}322 = 0{,}948$ Theile nicht mit Sauerstoff vereinigt sind.

Ueber das Gewicht der Maasseinheit Holz siehe hinten.

Der Torf. — Man unterscheidet: Pech-Torf (eine dichte Masse von glänzendem Bruch), Moor- oder Erdtorf (von erdigem Bruch), Papier- oder Blättertorf (von schieferiger Structur), Wurzeltorf (halb vermoderte Wurzelfasern), Rasentorf (leicht und von heller Farbe) u. s. w.

Der beste lufttrockene Torf enthält im Mittel in jedem Kilogr.:

0,45 Kilogr. Kohlenstoff und Asche
0,015 „ Wasserstoff
0,535 „ hygroscopisch und chemisch gebundenes Wasser,

der gedörrte Torf:

0,6 Kilogr. Kohlenstoff und Asche
0,02 „ Wasserstoff
0,38 „ chemisch gebundenes Wasser.

Nach den erwähnten Analysen von Heintz und Baer finden sich in 100 Gewichtstheilen:

Tabelle II.

		Kohlenstoff.	Wasserstoff.	Sauerstoff.	Asche.
Stichrevier Linum-Flatov	1. Sorte	50,36	4,20	34,27	11,17
„ „	2. „	53,69	4,84	31,73	9,74
„ „	3. „	55,01	4,63	31,44	8,92
Stichrevier Büchfeld-Neulangen	1. Sorte	51,54	4,69	33,90	9,87
„ „ „	2. „	50,13	5,36	35,24	9,27

Einige Torfsorten enthalten auch Stickstoff, aber in nur sehr geringen Mengen.

Das Gewicht der Maasseinheit ist hinten angegeben.

Die Braunkohle. — Lignit, fossiles oder bituminöses Holz wird die Braunkohle genannt, wenn sie holzartige Structur hat, Pechkohle, wenn sie von fester Beschaffenheit ist und muschligen Bruch hat, und Erdkohle, wenn ihre Structur in der Mitte der beiden definirten Arten liegt.

Man kann im Mittel annehmen, dass nach Abzug des Aschengehaltes 100 Gewichtstheile sich zusammensetzen aus:

Tabelle III.

	Kohlenstoff.	Wasserstoff.	Chem. geb. Wasser.	Hygrosc. Wasser.
Lignit	48	1	31	20
Erdkohle	56	2	22	20
Pechkohle	60	3	17	20

Ferner enthalten sehr viele Braunkohlensorten auch einige Mengen von Stickstoff.

Das Gewicht der Maasseinheit ist hinten angegeben.

Die Steinkohle. — Die Steinkohle wird von der ihr sehr ähnlichen Braunkohle durch ihre geognostischen Eigenschaften unterschieden. Findet sich die Kohle über der tertiären Formation, über der Kreide, so wird sie Braunkohle genannt, findet sie sich unter derselben, so heisst sie Steinkohle.

Je nach der Tiefe, in welcher die Steinkohle im sogenannten „Kohlengebirge" angetroffen wird, also je nach ihrem Alter, unterscheidet man sie als:

Sandkohle, Sinterkohle und Backkohle,

wenn sie in den Flötzgebilden vorkommt;

Anthracit, Kohlenblende und Glanzkohle,

wenn sie älter ist als die ersten.

Auch theilt man sie in Bezug auf ihre Structur ein in: Pechkohle (Cannel-Kohle oder Gagat), Schieferkohle, Grobkohle, Blätterkohle, Faserkohle etc.

Die Sandkohle hat in lufttrockenem Zustande nach Karsten einen hygroscopischen Wassergehalt von nicht über 12 bis 13 p. c., der Anthracit von höchstens 5 p. c. und die andern Steinkohlensorten dazwischen liegende Mengen.

Nimmt man einen mittleren Wassergehalt von 5 p. c. und Aschengehalt von 5 p. c. für alle Sorten an, so erhält man im Mittel folgende chemische Zusammensetzung:

In jedem Kilogr. ist in Kilogrammen enthalten:

Tabelle IV.

	Kohlenstoff.	Wasserstoff.	Hygrosc. u. chem. Wasser.	Asche.
Sandkohle	0,69	0,03	0,23	0,05
Sinterkohle	0,75	0,04	0,16	0,05
Backkohle	0,78	0,04	0,13	0,05
Anthracit	0,85	0,03	0,07	0,05

Auch die Steinkohlen enthalten Stickstoff und zwar in bedeutenderen Mengen, als die übrigen Brennmaterialien, wie aus folgenden, von Dr. Fleck*) mit einigen Steinkohlensorten Sachsens vorgenommenen Analysen zu ersehen.

100 Gewichtstheile setzen sich zusammen aus:

Tabelle V.

	Fundort.	Kohlenstoff.	Wasserstoff.	Stickstoff.	Sauerstoff.	Schwefel.	Wasser.	Asche.
Zwickauer Revier.	Oberhohndorf	75,738	4,516	0,263	11,517	0,807	5,375	1,784
	Bockwa . . .	75,434	4,497	0,229	5,721	1,002	6,613	6,504
	Planitz . . .	74,754	4,993	0,337	3,935	2,601	5,158	8,222
Plauenscher Grund.	Burgk	68,083	3,455	0,270	8,826	0,041	1,540	17,785
	Döhlen . . .	56,476	3,824	0,139	10,865	1,045	4,229	23,422

Angaben über das Gewicht der Maasseinheit finden sich hinten.

Kohlen und Koks. — Torfkohle, Braunkohlen-Kohle und Kok, ebenso aus dem Torfe, der Braunkohle und der Steinkohle hervorgegangen, wie die Holzkohle aus dem Holze, bestehen, wie diese, aus Kohlenstoff, Asche und hygroscopischem Wasser. Ihrer Entstehung gemäss müssen, wie früher schon auseinandergesetzt wurde, sämmtliche Kohlen mehr Kohlenstoff und mehr Asche enthalten, als die Brennmaterialien, aus denen sie erzeugt wurden. Der hygroscopische Wassergehalt ist sehr wechselnd und richtet sich nach dem Grade der Porosität und der Zeitdauer ihrer Aufbewahrung.

Die Unterscheidungsmerkmale der einzelnen Arten hängen demnach genau mit den Merkmalen der Brennmaterialien zusammen, aus denen sie hervorgingen, weshalb man sie nach diesen benennt und

von: Eichenkohle, Lindenkohle, Erlenkohle etc.
von: Pechtorfkohle, Erdtorfkohle, Rasentorfkohle etc.
von: Lignitkohle, Pechkohlenkohle, Erdkohlenkohle etc.
und: Sandkok, Sinterkok, Backkok

spricht. Wegen seiner besondern Eigenschaften wird der in den Retorten der Gasfabriken zurückbleibende Kok noch als Gaskok unterschieden; den Anthracit verwendet man zur Kokbereitung nicht, weil er schon sehr viel Kohlenstoff enthält.

Ferner wird noch die Holzkohle, je nachdem sie einem kürzeren oder längeren Verkohlungsprocess ausgesetzt war, in Rothkohle und

*) Chemische und chemisch-technische Untersuchung der Steinkohlen Sachsens, von Prof. W. Stein 1858.

Schwarzkohle eingetheilt, und ebenso benennt man die Koks nach der Zeitdauer ihres Entstehungsprocesses, so dass sie 24, 48 etc. -stündige heissen.

Die Bestandtheile der Kohlensorten pro 100 Gewichtstheile sind nach Scheerer:

Tabelle VI.

	Kohlenstoff.	Hygrosc. u. chem. geb. Wasser.	Asche.
Rothkohle	66,5	10 + 22	1,5
Schwarzkohle	85	12	3
Torfkohle (beste Sorte)	86	10	4
„ „ (schlechteste Sorte)	34	10	56
Kok (gute Sorte)	92	5	3
„ (schlechte Sorte)	85	10	5

Die durch Trocknung (Dörren), Zusammenpressen etc. zubereiteten Brennmaterialien, wie gedörrte Lohkuchen, Press-Torf, Press-Braunkohle sind nur eines Theils oder alles hygroscopischen Wassers beraubt, und liegt demnach ihre qualitative Zusammensetzung zwischen den Rohproducten und der Kohle.

Nach einer Analyse von Dr. Fleck hat der Presstorf von Neustadt am Rübenberge (Hannover) in 100 Gewichtstheilen:

C.	H.	O.	hygr. W.	N.	Asche.
53,949	5,313	21,182	12,984	0,754	5,818

Die gasförmigen Brennmaterialien. — Die gasförmigen Brennmaterialien werden durch Destillation, durch unvollkommene, unter geringem Luftzutritt hervorgebrachte Verbrennung aus den festen Brennmaterialien erzeugt und bestehen demnach aus:

Kohlenoxyd, Kohlenwasserstoff, Wasserstoff, Kohlensäure und Stickstoff.

Man unterscheidet Gichtgase, als solche, welche als Nebenproducte vorzüglich beim Hohofenprocesse auftreten, und Generatorgase als solche, welche zu besondern Zwecken in Generatoren fabricirt werden. Die letzten werden demnach mehr brennbare Bestandtheile haben.

Einzelne Arten dieser beiden Hauptgattungen werden wieder nach den Brennmaterialsorten benannt, aus denen sie hervorgingen, so dass man Holzgase, Holzkohlengase, Koksgase etc. unterscheidet.

Nach Scheerer ist die chemische Zusammensetzung, wenn nach der Verschiedenheit der Analysenresultate Holzkohlen-Gichtgas durch A und B und Holz-Generatorgas durch I und II unterschieden wird:

Tabelle VII.

a. für Gichtgase.

(Gehalt in 100 Gewichtstheilen.)

	Holzkohlen. A.	Holzkohlen. B.	Kok.	Steinkohlen.
Stickstoff	63,4	59,7	64,4	56,3
Kohlensäure	5,9	19,4	0,9	15,2
Kohlenoxyd	29,6	20,2	34,6	21,5
Sumpfgas	1,0	0,3	—	4,2
Wasserstoff	0,1	0,4	0,1	1,0
Oelbildendes Gas . .	—	—	—	1,8

Tabelle VIII.

b. für Generatorgase.

(Gehalt in 100 Gewichtstheilen.)

	Holzkohlen.	Holz. I.	Holz. II.	Torf.	Kok.
Stickstoff . . .	64,9	53,2	55,5	63,1	64,8
Kohlensäure .	0,8	11,6	22,0	14,0	1,3
Kohlenoxyd .	34,1	34,5	21,2	22,4	33,8
Wasserstoff .	0,2	0,7	1,3	0,5	0,1

Die Wärmeentwickelung aus den Brennmaterialien erfolgt, indem zugeführter Sauerstoff mit dem in ihnen enthaltenen Kohlenstoff und Wasserstoff chemisch sich verbindet.

Der zugeführte Sauerstoff wird in der Regel aus der atmosphärischen Luft genommen, die ein Gemisch von Sauerstoff und Stickstoff ist und zwar in 100 Gewichtstheilen 21 Sauerstoff und 79 Stickstoff enthält.

Bei dem Acte der chemischen Verbindung verhält sich der Stickstoff neutral und findet sich daher unverändert und unvermindert als beigemengtes Gas in den Verbrennungsproducten. Der Gehalt an Stickstoff in den oben analysirten Gicht- und Generatorgasen rührt von der atmosphärischen Luft her, welche zum Behufe partieller Verbrennung oder Destillation in die Brennmaterialien geleitet wurde.

Die chemische Verbindung und dadurch erregte Wärmeentwickelung findet aber nicht unmittelbar statt, sondern sie verlangt, um eingeleitet und fortgesetzt zu werden, eine gewisse Temperatur, die höher ist, als unser Klima sie liefert. Daher müssen die Brennmaterialien zunächst angewärmt, angezündet und vor zu rapider Abkühlung geschützt werden.

Nach erfolgtem Anwärmen entweichen zunächst die Dämpfe des hygroscopischen Wassers, dann entwickeln sich schwere Kohlenwasserstoffgase [Oelbildendes Gas ($C_4 H_4$), Amylen ($C_{10} H_{10}$), Paramylen

(C_{20} H_{20}) etc.], und mit diesen erst verbindet sich der Sauerstoff, während durch die hieraus hervorgehende Wärme der zurückgebliebene Kohlenstoff stärker erhitzt und dadurch gleichfalls befähigt wird, mit Sauerstoff sich zu vereinigen. Es entstehen dann leichte Kohlenwasserstoffgase [Grubengas (CH_2)] und Kohlenoxydgas (CO) und nach vollständiger Verbrennung Kohlensäure (CO_2) und Wasser (HO).

Die Flamme wird durch die entweichenden Kohlenwasserstoffgase gebildet, weshalb wasserstoffreiche Brennmaterialien, wie Holz, Torf, Steinkohle, sehr flammbar sind, wasserstoffarme dagegen, wie Holzkohle und Kok, fast gar keine Flamme haben. Das Leuchten der Flamme rührt von den Kohlenstofftheilchen her, welche, in der Flamme schwebend, zum Glühen gelangen, und daher ist eine kurze, bläulich-grün gefärbte Flamme ein Zeugniss von vollständiger Vereinigung des Kohlenstoffs mit dem Sauerstoff, also von vollkommener Verbrennung; eine weisse Flamme das Zeichen einer fast vollkommenen Verbrennung, weil die Kohlenstofftheilchen so stark erhitzt sind, dass sie sich sofort mit noch vorhandenem Sauerstoff verbinden können, und endlich eine röthliche oder röthlich-graue Flamme das Merkmal von höchst unvollkommener Verbrennung, weil die Kohlentheilchen zu fernerer Verbindung nicht die erforderliche Temperatur haben.

b. Dynamik.

Die Ursachen der mechanischen Natur, oder die mechanischen Kräfte treten in so verwickelten Verhältnissen zusammen, dass ein Erkennen derselben a priori aus ihren durch unmittelbare Beobachtung gegebenen Wirkungen und durch blosse Verstandesoperationen für unmöglich gehalten werden muss, und zwar nicht allein für den Einzelnen, sondern, wie die Geschichte lehrt, auch für das Zusammenwirken sämmtlicher Philosophen. Erst seitdem in der Naturforschung neben der blossen Speculation auch das Experiment zur Geltung kam und das Verfahren der Induction in dieselbe eingeführt wurde, fing man jene Ursachen aufzufinden an, und auch erst seit dieser Zeit war man solche Grundprincipien aufzustellen fähig, aus denen in mathematisch folgerechter Strenge eine Wissenschaft der Mechanik hergeleitet werden konnte, deren Lehren mit der *wirklichen* Welt im Einklange sind.

Als solche Grundprincipien werden jetzt meistens folgende zum Aufbau einer Mechanik verwendet:

1. Proportionalität zwischen Kraft und Geschwindigkeit,
2. Gleichheit von Wirkung und Gegenwirkung,
3. Wechselseitig unabhängiges Wirken der Kräfte,
4. Trägheitsgesetz,
5. Proportionalität der Kräfte und Massen.

Das erste und zweite dieser Grundprincipien widerstreitet den unmittelbar vorhandenen Begriffen von Kraft und Geschwindigkeit nicht. Es ist anzunehmen sehr natürlich, dass, wenn auf einen Körper eine 2, 3 oder n mal so grosse Kraft einwirkt, nachdem er jedesmal in seinen Anfangszustand zurückgeführt wurde, die Stärke der Bewegung, oder wenn man als Maass der Bewegung die Geschwindigkeit betrachtet, diese Geschwindigkeit 2, 3 und n mal so gross sei, als wenn nur die Kraft einheit den Körper angreift, und ebenso ist man leicht überzeugt, dass eine Wirkung immer eine gleichgrosse Gegenwirkung habe. Ferner ist der Ausspruch des dritten Grundprincips in vollem Einklange mit unserm instinctiven Dafürhalten; es erscheint uns sehr natürlich, dass die Thätigkeit mehrerer, gleichzeitig auf einen Körper einwirkender Kräfte so beschaffen und der Erfolg davon derartig sei, dass die Gesammtwirkung als Summe aller Einzelwirkungen angesehen werden könne.

Aber nicht so unmittelbar schöpft sich aus unserer Vorstellung die Erkenntniss von der Richtigkeit des Trägheitsgesetzes, und daher hat es auch so viele Mühen gekostet, bis dasselbe entdeckt und mit klaren Definitionen erläutert wurde. Es sagt dasselbe aus, dass ein Körper aus dem Bewegungszustande, in welchem er sich momentan befindet, nur in Folge der Einwirkung einer Kraft gebracht werden könne und dass er demnach mit gleichförmiger Bewegung oder gleichbleibender Geschwindigkeit, ohne zur Ruhe zu kommen, geradlinig forteilen müsse, wenn die ihn treibenden Kräfte ihn anzugreifen plötzlich aufhören. Weil hiernach die Materie unfähig ist, oder bildlich gesprochen, weil sie nicht das Bestreben oder Bemühen zeigt, aus dem Zustande ihres bewegten oder ruhenden Seins eigenmächtig herauszutreten, nennt man sie träge und das genannte Gesetz das Trägheitsgesetz; verständlicher ist, wie es auch geschieht, dieses Gesetz das Gesetz vom Beharrungsvermögen zu nennen, also dem Stofflichen das Vermögen zuzuschreiben, in dem einmal eingenommenen Zustande der Bewegung zu beharren.

Da nach diesem Gesetze ein Körper mit gleichbleibender Geschwindigkeit sich fortbewegt, sobald die treibenden Kräfte ihn anzugreifen aufhören, so ist gewiss, dass derselbe nach dem 3ten der oben ausgesprochenen Grundprincipien mit zunehmender Geschwindigkeit forteilen wird, wenn die treibenden Kräfte fortfahren auf ihn einzuwirken. Will man daher, wie das 1ste Grundprincip behauptet, die Kräfte den Geschwindigkeiten proportional setzen, welche sie erzeugen, so muss bei stetig wirkenden Kräften offenbar auch die Zeitdauer berücksichtigt werden, während welcher sie auf den bewegten Körper einwirken, und daher vergleicht man mit den Kräften die Geschwindigkeiten, welche sie in der Zeiteinheit hervorbringen.

Weil nun wiederum nach dem Trägheitsgesetze eine stetig einwirkende Kraft dem Körper in jeder Zeiteinheit einen solchen Zuwachs

an Geschwindigkeit ertheilen muss, als er erhalten würde, wenn diese Kraft nur während dieser einen Zeiteinheit wirksam wäre, so kann man die Geschwindigkeit, welche eine Kraft dem Beweglichen in einer Zeiteinheit ertheilt, durch den Geschwindigkeitszuwachs angeben und messen, den der Körper in jeder Zeiteinheit erhält.

Dieser Zuwachs wird aber die Beschleunigung genannt, und daher muss man das 1ste Grundprincip richtiger und allgemeingültiger unter der Form aussprechen: Die Kräfte seien „den von ihnen erzeugten Beschleunigungen" proportional.

Bezeichnet also K eine Kraft, die einem Körper die Beschleunigung B einprägt, k eine andere Kraft, durch welche derselbe Körper die Beschleunigung b erhält, so ist

$$\frac{K}{k} = \frac{B}{b} \quad \ldots\ldots 18.$$

Maass für die Intensität der Kräfte. — Die Wesenheit oder die innere Natur der dynamischen Kräfte kennen wir nicht, sondern schliessen auf ihr irgend welches Vorhandensein nur aus den bemerkbaren, ihnen zugeschriebenen Aeusserungen, und daher sind wir auch nicht im Stande, dieselben durch ein ihnen Gleichnamiges zu messen, sondern müssen als Maass für dieselben wiederum die Stärke ihrer erkennbaren Aeusserungen anwenden. Ferner ist es nothwendig, zu Beschaffung eines Maassstabes für sämmtliche Kräfte die Aeusserungen einer bestimmten Kraft als Grundlage, als Maasseinheit zu wählen. Als diese Kraft hat man, wenigstens für terrestrische Zwecke, die Attractionskraft der Erde, welche sich durch einen Druck auf eine horizontale Unterlage geltend macht, anzunehmen sich geeinigt, und als Maasseinheit für diesen Druck ist das Kilogramm, Pfund etc. gewählt worden, so dass also die Intensitäten der Kräfte durch den Druck in Kilogrammen, Pfunden etc. gemessen werden, welchen sie ausüben oder auszuüben fähig sind. Die Intensität der Erd-Attraction wird demnach direct durch das Gewicht der Körper angegeben.

Allein wenn wir wahrnehmen, dass verschieden grosse Körper verschieden grosses Gewicht haben, und gleichzeitig voraussetzen, die Anziehungskraft der Erde oder die Schwerkraft sei constant, so müssen wir daraus schliessen, dass die Körper aus einer Summe von Theilchen bestehen, von denen jedes einzelne für sich allein von der Erd-Attraction afficirt wird; durch diese Schlussfolge werden wir zu der Annahme einer „Masse" genöthigt. Wir erklären einen Körper für um so massiger, je schwerer er ist, je mehr Gewicht er hat, oder mit andern Worten, verstehen unter Masse die Menge dessen, welches schwer ist.

Aus diesem Grunde darf aber die Attractionskraft der Erde nicht als durch das Gesammtgewicht eines Körpers gemessen betrachtet wer-

den, sondern durch das Gewicht eines Massentheilchens, und daher ist, wenn man mit P und M Gewicht und Masse eines Körpers bezeichnet, die Intensität der Schwerkraft

$$= \frac{P}{M}$$

Daraus folgt mit Zuhülfenahme von (18) unmittelbar, wenn P, M, B Gewicht, Masse und Beschleunigung eines Körpers bedeuten, und p, m, b analoge Bezeichnungen für einen andern Körper sind:

$$\frac{P}{M} : \frac{p}{m} = B : b \quad \ldots\ldots \quad 19$$

oder

$$\frac{P}{p} = \frac{M.B}{m.b} \quad \ldots\ldots \quad 20$$

Sieht man P und p nicht blos als die Gewichte der beiden Körper an, sondern als die Attractionskräfte der Erde, so liegt es nahe, diese Gleichungen auch auf andere Kräfte anzuwenden, oder mit andern Worten, dieselben dadurch zu verallgemeinern, dass man:

$$\frac{K}{k} = \frac{M.B}{m.b} \quad \ldots\ldots \quad 21$$

setzt, wenn K und k zwei beliebige, auf die beiden Körper ausgeübten Gesammtkräfte bedeuten.

Auf diese Weise gelangt man zu dem Satz von der Proportionalität zwischen Kraft und Masse, welcher jetzt als Fundamentalsatz in die Mechanik eingeführt ist.

In dieser allgemeinen Auffassung definirt sich auch die Masse eines Körpers nicht mehr als die Menge des Gewichtigen, sondern als die Menge des Trägen eines Körpers, welches letztere nur durch das erste gemessen wird, und in der That ist es nach dem Trägheitsgesetze anzunehmen sehr natürlich, dass ein Körper um so mehr träge Materie in sich enthalte, je grösser die Kraft ist, die er zu Erlangung einer bestimmten Beschleunigung in Anspruch nimmt, oder dass, genauer gesprochen, die Kräfte den Trägheitsquantitäten oder Massen proportional sind, welche die von ihnen gleich stark beschleunigten Körper besitzen.

Maass der Masse. — Denkt man sich die Masse als die Quantität des Trägen eines Körpers, so erscheint auch der übliche Maassstab für dieselbe natürlicher, als wenn man sie als die Menge des Materiellen, oder noch einseitiger als die Menge des Gewichtigen sich vorstellt. Der Maassstab für die Masse ist aber folgender.

Nach Gleichung (21) ist

$$\frac{K}{M.B} = \frac{k}{m.b},$$

aus welcher Schreibart deutlicher zu erkennen, dass der Quotient aus Kraft, Masse und Beschleunigung für alle Massen ein beständiger ist, dass man also für irgend eine Kraft K, eine Masse M und eine Beschleunigung B, welche der Masse M durch die Kraft K ertheilt wird, die Gleichung

$$\frac{K}{M\,B} = \text{constans}$$

hat. Einigt man sich demnach zunächst über den Werth dieser Constanten, der offenbar so beliebig angenommen werden kann, wie die Länge eines Fusses, oder das Gewicht eines Pfundes, und bezeichnet ihn mit c, so hat man sofort:

$$m = \frac{k}{c\,b}$$

und dadurch ein Maass für die Masse, welches als Quotient von der Kraft, der ihr zugehörigen Beschleunigung und der Constanten c auftritt. Da die Wahl der Constanten c, wie schon gesagt, ganz beliebig ist, so hat man der Einfachheit wegen neuerdings sie = 1 anzunehmen sich geeinigt, während sie früher aus andern Einfachheitsgründen = 2 gesetzt wurde, und daher ergiebt sich:

$$m = \frac{k}{b} \quad \ldots\ldots 22$$

d. h. die Masse ist gleich dem Quotienten aus Kraft und der Beschleunigung, welche diese Kraft jener Masse ertheilt.

Als Maass e i n h e i t für die Masse nimmt man sehr natürlich denjenigen Quotienten aus Kraft und Beschleunigung an, welcher der Erdattraction und der durch dieselbe erzeugten Beschleunigung zukommt. Die Gesammtkraft aber, welche die Erdschwere auf einen Körper ausübt, ist gleich dem Gewichte desselben; bezeichnet man dieses Gewicht mit P und die durch die Erdschwere ertheilte Beschleunigung, wie es üblich geworden ist, mit g, so erhält man

$$M = \frac{P}{g} \ldots\ldots 23.$$

Allgemein ist also $m = \frac{k}{b}$, oder auch $k = m\,b$, d. h. die Kraft, welche eine Masse m beschleunigt, ist gleich dem Producte aus dieser Masse und der mitgetheilten Beschleunigung — eine Fundamentalgleichung, aus welcher sehr wichtige Folgerungen für die Dynamik abgeleitet werden können.

Beachtet man zunächst, dass die Beschleunigung dem Geschwindigkeits z u w a c h s in der Z e i t e i n h e i t gleich ist, und dass die Geschwindigkeit durch die Weggrösse gemessen wird, welche der be-

trachtete Körper in der Zeiteinheit (Secunde) zurücklegt, so erhält man folgende Beziehungen: Bedeutet ds den Weg, welchen ein Körper in der Zeit dt durchläuft, so ist die Geschwindigkeit v desselben, oder der Weg, welchen er in der Zeiteinheit beschreibt*):

$$v = \frac{ds}{dt} \quad \ldots\ldots \quad 24$$

ebenso wie $v = \frac{s}{t}$ der Weg in der Zeiteinheit wäre, sofern der Weg s in t Zeiteinheiten zurückgelegt würde. Diese letzte Berechnungsweise wäre aber nur für eine gleichförmige Bewegung richtig, während die erste für jede beliebige gilt.

In gleicher Weise ist, wenn ds den Geschwindigkeitszuwachs bedeutet, welchen der Körper in der Zeit dt annimmt, die Beschleunigung oder der Geschwindigkeitszuwachs pro Zeiteinheit:

$$b = \frac{dv}{dt} \quad \ldots\ldots \quad 25;$$

führt man diesen Werth in (22) ein, so wird:

$$k = m \frac{dv}{dt} \quad \ldots\ldots \quad 26$$

und setzt man hierin aus (24): $dt = \frac{ds}{v}$, so erhält man:

$$m\, v\, dv = k\, ds \quad \ldots\ldots \quad 27,$$

eine Gleichung, von welcher bei den spätern dynamischen Rechnungen häufig Gebrauch gemacht werden wird.

Durch Integration derselben erhält man auch den wichtigen Satz von der Gleichheit der halben lebendigen Kräfte mit der Summe der Wirkungen oder mechanischen Arbeiten.

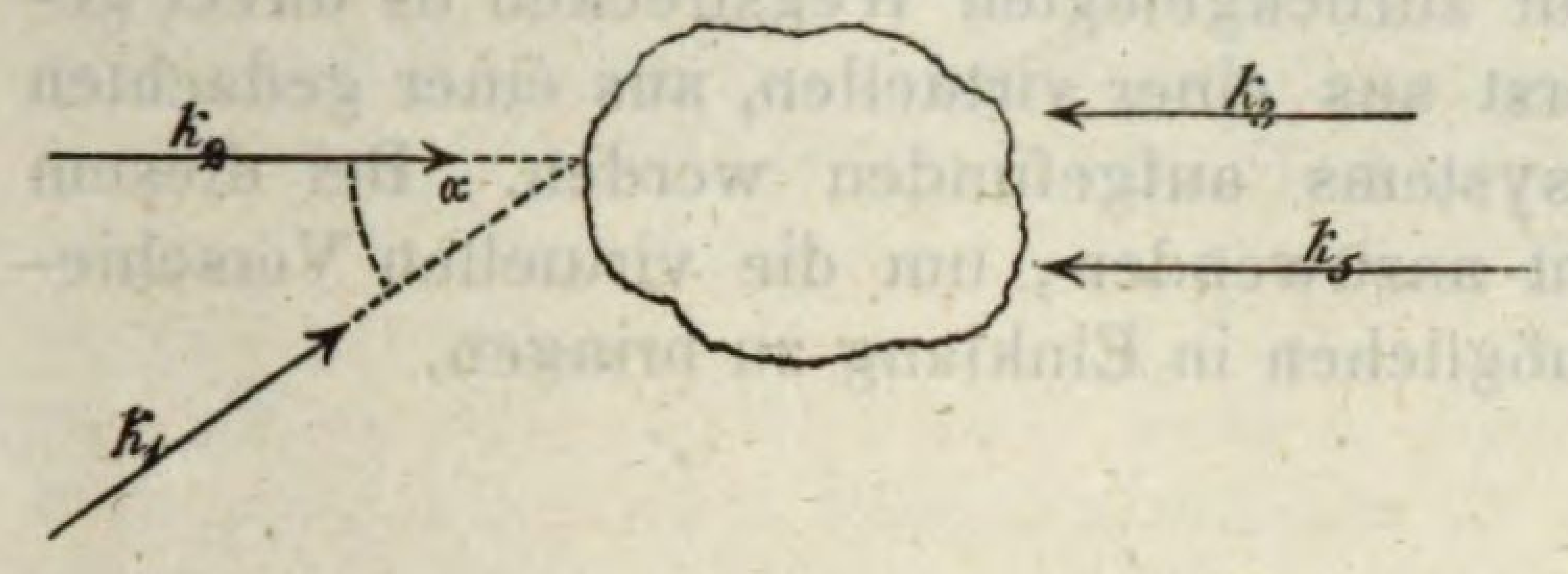
Bisher ist immer die Thätigkeit nur einer Kraft auf nur einen Körper betrachtet worden; da aber in den spätern Untersuchungen häufig verlangt werden wird, den Erfolg der Thätigkeit mehrerer Kräfte auf eine Summe von unter einander verbundenen Körpern anzugeben, so erübrigt noch eine hierauf abzielende Verallgemeinerung der Formeln.

Will man die früheren Betrachtungen zunächst auch auf mehrere Kräfte ausdehnen, welche gleichzeitig denselben Körper in beliebigen Richtungen angreifen, so braucht man die bislang betrachtete Einzelkraft

*) Eigentlich ist dieser Weg nur das Maass für die Geschwindigkeit, aber kürzer und zu Anstellung von Verstandesoperationen praktischer ist es, denselben als die Geschwindigkeit selbst sich zu denken.

nur als Resultante mehrerer Componenten sich zu denken, so dass man erhält:

Fig. 2.



$k = k_1 \cos \alpha + k_2 - k_4 - k_5 + \ldots$ und dadurch wird Gleichung (27)

$$\text{m v dv} = \cos \alpha \text{ ds} + k_2 \text{ ds} - k_4 \text{ ds} - k_5 \text{ ds} + \ldots$$
$$= \Sigma (k \cos \alpha)$$

wo α den Winkel bedeutet, den die Kraftrichtung mit der Bewegungsrichtung bildet.

Handelt es sich also darum, den Bewegungszustand einer Masse m zu ermitteln, auf welche eine Summe von Kräften ($\Sigma\, k \cos \alpha$) einwirkt, so braucht man nur die nach der Bewegungsrichtung sich äussernde Intensität jeder einzelnen Kraft zu bestimmen, mit derselben das Element des Weges, welches die Masse wirklich durchläuft, zu multipliciren und aus diesen Einzelproducten die Summe zu bilden, um diese dem Producte m v dv gleichzusetzen ein Verfahren, welches auch nach dem 3ten der oben angeführten Grundprincipien gerechtfertigt ist.

Stellt sich ferner der zu betrachtende Körper nicht als Einzelmasse dar, sondern besteht er aus mehreren, wechselseitig auf einander einwirkenden Massentheilen, so darf man, wenn Gleichung (27) angewendet werden soll, um den Bewegungszustand von m durch Gleichsetzen des mit m v dv äqualen Werthes zu bestimmen, nicht nur die Kräfte berücksichtigen, welche auf den Gesammtkörper einwirken, nicht nur die sogenannten äusseren Kräfte, sondern muss auch die Kräfte in Rechnung ziehen, welche durch Wechselbeziehung der einzelnen Massentheile thätig sind, also die sogenannten innern Kräfte.

Werden diese innern Kräfte mit f_1, f_2, f_3 etc. und der Richtungsunterschied ihrer Intensitäten von der Bewegungsrichtung mit β_1, β_2, β_3 etc. bezeichnet, so hat man:

$$\text{m v dv} = k_1 \cos \alpha_1 \text{ ds} + k_2 \text{ ds} + \ldots + f_1 \cos \beta_1 \text{ ds} + f_2 \cos \beta_2 \text{ ds} + \ldots$$

oder auch:

$$\int \text{m v dv} = \int k_1 \cos \alpha_1 \text{ ds} + \int k_2 \text{ ds} + \ldots + \int f_1 \cos \beta_1 \text{ ds} + \int f_2 \cos \beta_2 \text{ ds}$$
$$+ \ldots \ldots \quad 28$$

wobei dann die angedeutete Integration in den Grenzen zu vollziehen ist, die für alle Glieder gleichzeitig gelten.

Durch Anwendung dieser Gleichung werden die Bewegungsverhältnisse eines Gesammtkörpers durch diejenigen seiner einzelnen Theile bestimmt. Dabei sind denn in der Regel die Intensitäten und Richtungen der Einzelkräfte, aber nicht immer die von den Angriffspunkten dieser Kräfte in der Zeit dt zurückgelegten Wegstrecken ds direct gegeben, sondern müssen erst aus einer virtuellen, aus einer gedachten Verschiebung des Körpersystems aufgefunden werden. Bei diesem Verfahren ist alle Vorsicht anzuwenden, um die virtuellen Verschiebungen mit den wirklich möglichen in Einklang zu bringen.

Allgemeine Theorie der Feuerungsanlagen.

Die Theorie der Feuerungsanlagen hat den Zweck, die bei den Feuerungsanlagen sich geltend machenden chemischen, physikalischen und pneumatischen Vorgänge wissenschaftlich zu erläutern und dadurch genauere Regeln und Vorschriften für die Construction derselben zu liefern, als auf empirischem Wege erlangt werden können.

Um zunächst einen ungefähren Begriff zu erhalten, in welcher Weise die hierauf abzielenden Untersuchungen anzustellen und welcher Art die erwähnten Vorgänge bei einer Feuerungsanlage sind, denke man an einen Dampfkessel.

Durch das im Feuerraum entzündete Brennmaterial wird Wärme erzeugt, diese Wärme wird von den Verbrennungsgasen mit Hülfe von sogenannten Feuercanälen, oder Zügen an den äusseren Wandungen des Kessels hingeleitet, strömt dadurch theilweise in das im Innern des Kessels enthaltene Wasser, um dasselbe zu verdampfen, und tritt schliesslich zum übrigen Theil mit den Verbrennungsgasen in den Schornstein.

Die Wärmeerzeugung nun ist ein Act chemischer Verbindung und zwar des in der atmosphärischen Luft enthaltenen Sauerstoffs mit dem Kohlenstoff und Wasserstoff des Brennmaterials, das Ueberströmen der Wärme von den Verbrennungsproducten durch die Kesselwandungen in das Wasser ein physikalischer Vorgang, der in dem Wärmeausgleichungsvermögen, der Leitungs- und Strahlungsfähigkeit seinen Grund hat, und die Bewegung der Gase durch die Canäle und durch den Schornstein ein Process mechanischen oder pneumatischen Ursprungs.

Die hier anzustellenden Untersuchungen begnügen sich aber nicht damit, die genannten Vorgänge ihrer Qualität nach zur Kenntniss zu bringen, sondern verfolgen und müssen die Absicht verfolgen, dieselben

quantitativ zu analysiren, d. h. nach Maass auszumitteln, wie gross die bei der Verbrennung erzeugte Wärmemenge ist, wie viel von der vor dem Kessel vorübergeführten Wärme in denselben eindringt und welche Mengen von Verbrennungsgasen die Canäle durchströmen, denn es wird, um bei dem gedachten Dampfkessel stehen zu bleiben, in jedem besondern Falle denselben so zu construiren gefordert, dass er in gegebener Zeit eine bestimmte Quantität Dampf zu erzeugen fähig ist, und daher seine Heizfläche genau so gross zu machen, dass sie nicht mehr und nicht weniger Wärme durchführt, als zu Erzeugung der geforderten Dampfmenge nöthig ist, seinen Rost so gross herzustellen, dass er die zur Verdampfung erforderliche Brennmaterialmenge aufnehmen kann, und endlich den Canälen genügende Querschnittsgrössen zu geben, damit sie die nothwendige Gasmenge hindurchströmen lassen.

Der Schornstein verrichtet den doppelten Zweck, den Rauch ab- und die zur Verbrennung nöthige Luftmenge zuzuführen. Seine Wirkung gründet sich auf die Thätigkeit der Wärme und der Schwerkraft, welche auf die in ihm enthaltene, durch die Wärme ausgedehnte Gesammt-Gasmasse mit geringerer Gesammt-Intensität einwirkt, als auf die ausserhalb befindliche Luft, und dadurch ein Herausdrücken dieser Gasmasse durch die äussere Luft veranlasst. Es wird daher die Quantität seiner Wirkung von der Temperatur der in ihm enthaltenen Gase und von der Menge derselben, also auch von seinem Querschnitt und seiner Höhe abhängig und demnach zu ermitteln sein, wie die Verhältnisse dieser Grössen zu einander für Gewinnung der verlangten Dampfmenge sein müssen.

Wendet man sich zu einer andern Feuerungsanlage, z. B. zu einem Puddelofen, so findet sich, dass die im Feuerraume erzeugte Wärme nicht allein von genügender Menge zu sein braucht, um in gegebener Zeit eine gegebene Eisenmenge zu schmelzen, sondern dass sie auch eine entsprechende Intensität, eine entsprechende Temperatur haben muss, hoch genug, um das Eisen flüssig zu machen, aber auch nicht zu hoch, um nicht das Eisen zu verbrennen.

Betrachtet man ferner einen Hohofen, so bemerkt man an dieser Feuerungsanlage keinen Schornstein, sondern beobachtet, dass die für denselben erforderliche Verbrennungsluft durch einen mechanischen Zugerzeuger, durch ein Gebläse herbeigeschafft wird, und wendet man sich endlich zu einem Glas-, Kalk- oder Brennofen, so sieht man, dass diese Feuerungsanlagen weder Schornsteine, noch mechanische Vorrichtungen als Zugerzeuger besitzen, sondern anscheinend von selbst die erforderliche Verbrennungsluft in sich aufnehmen.

Im Allgemeinen nun muss eine Feuerungsanlage als eine Vorrichtung gedacht werden, welche den Zweck hat, in grösserem Maassstabe durch Verbrennung Wärme zu erzeugen, um dieselbe einem Körper, entweder zu Temperaturerhöhung, oder zu Wärmevermehrung, oder zu Aenderung des Aggregationszustandes desselben mitzutheilen.

Die Verbrennung wird entweder durch reinen, oder durch den in der atmosphärischen Luft enthaltenen Sauerstoff bewirkt, und die Körper, welche verbrannt werden (Kohlenstoff, Wasserstoff etc.) nimmt man aus den sogenannten Brennmaterialien, indem man diese entweder in ihrer primitiven, unmittelbar von der Natur gegebenen, oder in künstlich zubereiteter Form in die Feuerungsanlage einbringt.

Um ihren Zweck zu erfüllen und den Vorgängen gemäss, die bei der vorbemerkten Entwickelung und Ueberführung der Wärme auftreten, wird eine Feuerungsanlage im Allgemeinen folgendermaassen construirt:

1. Aus einem Raume, welcher den Brennstoff aufnimmt und welcher Feuerraum, Verbrennungsraum oder Heerd genannt wird.
2. Aus Canälen, welche dem Brennstoff den zur Verbrennung nöthigen Sauerstoff, oder die den Sauerstoff enthaltende Luft zuleiten.
3. Aus Canälen, welche die heissen Producte der Verbrennung an dem zu erwärmenden Körper vorüberführen, um dadurch zu Mittheilung deren Wärme an denselben Gelegenheit zu geben — Canäle, welche Züge, Feuerzüge, Rauchcanäle etc. genannt werden.
4. Aus Canälen, welche die Producte der Verbrennung abführen und welche in der Regel denjenigen Theil der Feuerungsanlage ausmachen, welchen man Schornstein, Esse oder Kamin zu nennen pflegt.
5. Aus einer Vorrichtung, welche den zur Verbrennung nöthigen Sauerstoff in die Feuerungsanlage bewegt und welche entweder in einer Maschine besteht, oder durch die Feuerungsanlage selbst gebildet wird, indem die Canäle derselben so angeordnet werden, dass sie in Folge physikalischer Einflüsse die beabsichtigte Sauerstoffzuführung bewirken.

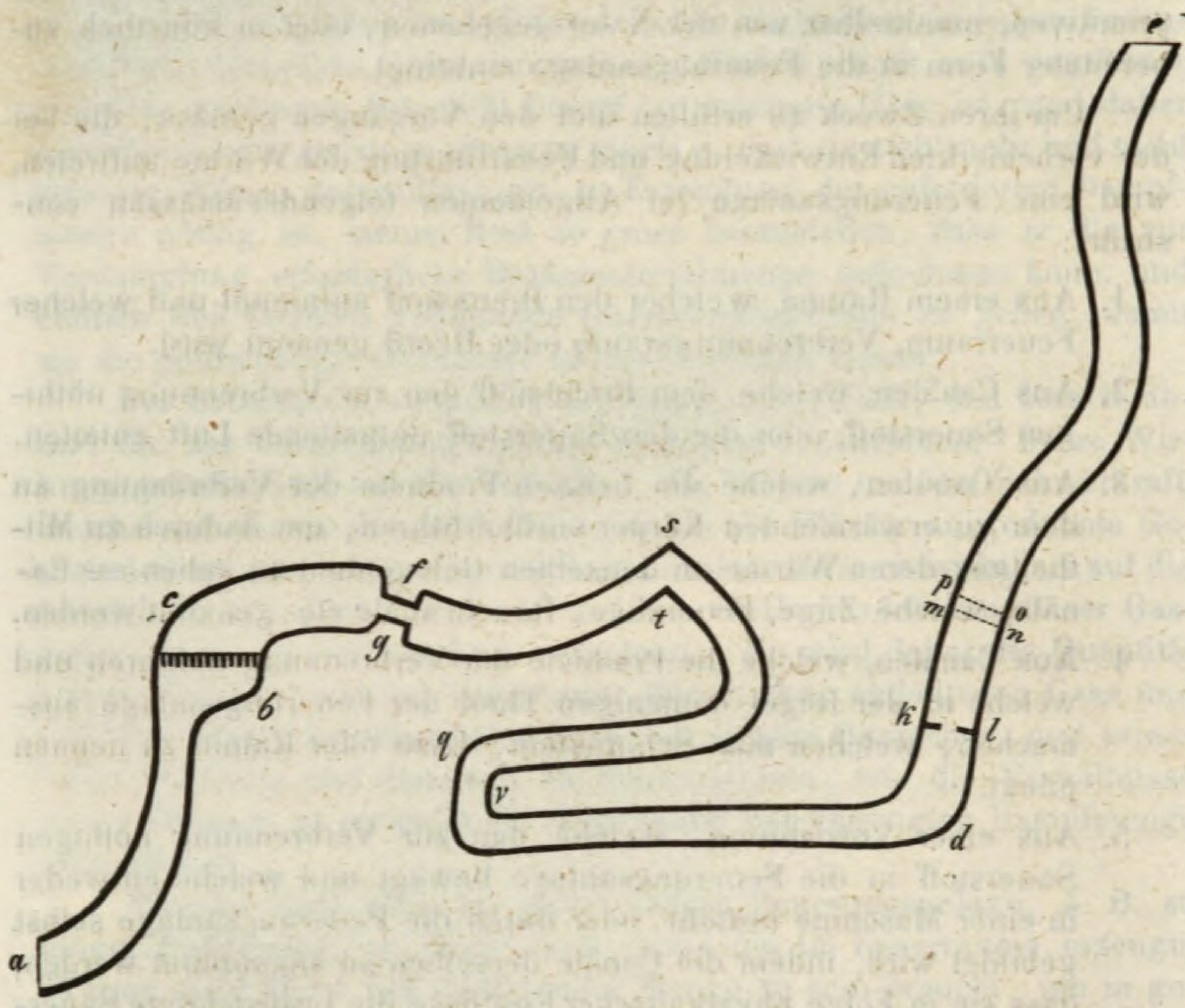
Ein Bild dieser definirten Construction giebt nachstehende Zeichnung, in welcher *a b* den beliebig geformten und nach beliebigen Richtungen geführten Zuflusscanal, *b c* den Feuerraum oder Heerd mit dem Roste, *c d* die beliebig geformten und beliebig geführten Feuerzüge oder Rauchcanäle, und *d e* den ebenfalls beliebig geformten und beliebig geführten Schornstein oder die Esse darstellt. Dieser Schornstein ist meistentheils vertikal, braucht es aber nicht zu sein und ist es auch in der That in vielen Fällen nicht.

Die Maschine, welche bei mangelndem Zugwirkungsvermögen der Feuerungsanlage angewendet wird, stellt man entweder vor der Einmündungs- oder vor der Ausmündungsöffnung, oder an irgend einem Orte innerhalb der Feuerungsanlage auf.

Darf oder soll der zu erwärmende Körper nicht direct mit den Verbrennungsproducten in Berührung kommen, darf er also nicht unmittelbar in die Feuercanäle gelegt, oder kann er aus physischen Gründen nur

von besondern Gefässen aufgenommen werden, so erfolgt die Wärmeübertragung nicht unmittelbar, sondern durch Uebergang aus den Ver-

Fig. 3.



brennungsproducten durch die Scheide- oder Gefässwand. In diesem Falle wird derjenige Theil dieser Scheide- oder Gefässwand, welcher die Wärmeüberführung vermittelt, die H e i z f l ä c h e, und zwar d i r e c t e Heizfläche genannt, wenn er die vom Brennmaterial emittirte strahlende Wärme aufnimmt, also direct über dem Feuerraume liegt, i n d i r e c t e Heizfläche, wenn er nur durch Berührung mit den Gasen, also indirect, die erzeugte Wärme erhält.

Aus diesen vorläufigen Erörterungen ist zu erkennen, dass der Thätigkeitserfolg einer Feuerungsanlage von der Menge des eingetragenen Brennmaterials, von dessen Wärmeerzeugungsvermögen, von der Grösse und Wärmeüberführungsfähigkeit der Heizfläche und von dem Effecte der Zugerzeugungs-Maschine oder dem Zugerzeugungsvermögen der Canalanordnung abhängen wird, und dass demnach zunächst untersucht werden muss, wie das genannte Wärmeerzeugungs-, Wärmeüberführungs- und Zugerzeugungsvermögen zu bestimmen und zu messen ist.

I.

Wärmeerzeugungsvermögen der Brennstoffe — Calorimetrischer und pyrometrischer Effect.

Die aus der chemischen Verbindung des Sauerstoffs mit dem Brennmaterial hervorgehende und in den Verbrennungsproducten enthaltene Wärme äussert die von ihr geforderte Thätigkeit theils durch ihre Intensität, theils durch ihre Quantität. In Bezug auf erstere beurtheilt man das Wärmeerzeugungsvermögen durch den pyrometrischen, in Bezug auf die zweite durch den calorimetrischen Effect.

Genauer gesprochen giebt der calorimetrische Effect oder die Heizkraft die Anzahl von Wärmeeinheiten (Calorieen) an, welche die Gewichtseinheit (1 Kilogr.) des Brennmaterials bei vollkommener Verbrennung zu entwickeln fähig ist, und der pyrometrische Effect die Anzahl von Temperaturgraden, welche ein in die dicht über dem Brennmaterial befindlichen Verbrennungsproducte gehaltenes Pyrometer oder Thermometer anzeigen würde.

Als Maass für die Wärmeeinheit wird hier, wie bereits Seite 11 ausführlicher auseinandergesetzt wurde, die Wärmemenge angenommen, welche zu Temperaturerhöhung von 1 Kilogr. Wasser um 1 Grad Celsius bei mittlerem Luftdrucke aufgewendet werden muss; als Maassstab für den pyrometrischen Effect die Scala des hunderttheiligen Quecksilberthermometers.

Calorimetrischer Effect.

Der calorimetrische Effect eines Körpers wird experimentell aufgefunden, indem man eine Verbrennung desselben vornimmt und die dabei entwickelte Wärme irgend einem andern Körper mittheilt, dessen Wärmegehalt direct bestimmt werden kann. Verbrennt man z. B. eine Quantität Kohle in einem Behälter, der von Wasser umgeben ist, und beobachtet nach vollendeter Verbrennung und vollständiger Abkühlung der (vielleicht in einem Schlangenrohr im Wasser umhergeführten) Verbrennungsproducte eine Temperaturerhöhung des umgebenden Wassers von 40 Graden, so berechnet sich zunächst die erzeugte Wärmemenge, wenn:

das Gewicht des umgebenden Wassers	= 150	Kilogr.
das Gewicht des Verbrennungsgefässes	= 10	„
dessen Materials spec. Wärme	= 0,1	
das Gewicht des leeren Wasserbehälters	= 20	Kilogr.
dessen Materials spec. Wärme	= 0,5	

war, zu:

$$w = (150 + 0,1 \,.\, 10 + 0,5 \,.\, 20) \,.\, 40 = 6440 \text{ Calorieen.}$$

Betrug nun noch das Gewicht der wirklich verbrannten Kohle = 0,8 Kilogr., so ist die Wärmemenge, welche 1 Kilogr. derselben bei

der Verbrennung hervorzubringen fähig ist, also ihr calorimetrischer Effect

$$= \frac{6440}{0,8} = 8050.$$

Die ausführlichsten und genauesten Untersuchungen in dieser Weise sind neuerdings von Favre und Silbermann*) angestellt worden.

Der Apparat, dessen diese Experimentatoren sich bedienten, bestand aus 2 ineinandergesetzten Behältern, von denen der innere aus doppelten Wänden hergestellt war, um in dem dadurch gebildeten Zwischenraume schlechte Wärmeleiter (Schwanenfedern) aufzunehmen; beide Behälter wurden mit destillirtem Wasser angefüllt, so dass das Wasser des innern Gefässes von der Schwanenfederwand und von dem äussern Wasser umgeben war.

In das innere Wasser wurde ein Gefäss aus vergoldetem Messingblech getaucht und darin die Verbrennungen mit Sauerstoff vorgenommen. Von diesem Messinggefässe führte ein Schlangenrohr die Verbrennungsproducte in dem innern Wasser umher, bis sie vollständig abgekühlt waren und man daher aus der Gewichtsmenge dieses innern, calorimetrischen Wassers und der erfolgten Temperaturerhöhung die mitgetheilte, also bei der Verbrennung entwickelte Wärme berechnen konnte.

Dabei wurde die Abkühlung des calorimetrischen Wassers berücksichtigt, indem man die Temperaturzunahme der Schwanenhaut und des äussern, beständig in Bewegung gesetzten Wassers beobachtete. Ferner wurden die ausströmenden Verbrennungsproducte aufgefangen und analysirt, so dass man genau erfuhr, bis zu welchem Grade vollkommen die Verbrennung stattgefunden hatte und demnach die nöthigen Correctionen vornehmen konnte, und endlich wurden noch so viele andere Vorsichtsmaassregeln getroffen, dass aus den erhaltenen Daten und aus der Gewichtsmenge des zur Verbrennung gelangten Körpers der calorimetrische Effect bei Weitem genauer bestimmt werden konnte, als es von früheren Experimentatoren geschah, welche weder die ausströmenden Verbrennungsproducte untersuchten, noch die Wärmeverluste durch Abkühlung subtil genug beobachteten und in Rechnung zogen.

Einige Ergebnisse der Favre-Silbermann'schen Untersuchungen sind:

Tabelle IX.

	Calorimetrischer Effect.
Wasserstoff H	34462
Sumpfgas $C H_2$	13063
Oelbildendes Gas $C_4 H_4$	11858
Amylen $C_{10} H_{10}$	11491
Paramylen $C_{20} H_{20}$	11303
Holzkohle (stark kalzinirt) C	8080
„ (aus Gasretorten) C	8047

*) Annales de chimie et de physique (3), XXXIV, XXXVI.

	Calorimetrischer Effect.
Zuckerkohle	8040
Graphit (natürlicher)	7796
„ (aus Hohöfen)	7762
Diamant C	7770
Kohlenoxydgas C O	2403
Schwefel S	2240.

Aus dieser Tabelle erkennt man die Nothwendigkeit, zu genauer Ermittelung des calorimetrischen Effectes, welcher nur auf vollkommene Verbrennung sich bezieht, Analysen mit den entweichenden Verbrennungsproducten und die daraus zu folgernden Correctionen vorzunehmen, denn 1 Kilogr. Kohle erzeugt $2\frac{1}{3}$ Kilogr. C O (siehe Seite 49), wäre daher bei der Verbrennung nur Kohlenoxyd statt Kohlensäure entstanden, so würden $2\frac{1}{3} \cdot 2403 = 5607$ Wärmeeinheiten zu wenig für den calorimetrischen Effect des Kohlenstoffs beobachtet worden sein. Die Tabelle zeigt ferner, dass der Kohlenstoff verschiedene Wärmemengen liefert, je nachdem er in dichtem, oder weniger dichtem Zustande auftritt. Die Holzkohle giebt 8080 Wärmeeinheiten, der aus dichterer Kohlenmasse bestehende Diamant nur 7770. Da man nun nicht weiss, in welchem Dichtigkeitszustande der Kohlenstoff in der Steinkohle, dem Torfe, dem Holze etc. enthalten ist, so nehme ich der calculatorischen Bequemlichkeit halber seinen calorimetrischen Effect für alle Brennmaterialien in runder Ziffer zu 8000 Wärmeeinheiten an.

Auch für Holz, Torf, Steinkohlen etc. sind calorimetrische Untersuchungen vorgenommen worden. Da aber die chemischen Bestandtheile, von denen der calorimetrische Effect abhängt, bei den verschiedenen Arten dieser Brennmaterialien in äusserst wechselnden Verhältnissen vorkommen und eine calorimetrische Prüfung sehr umständlich ist, so hat man durch Rechnung zu Ergebnissen hierüber zu gelangen gesucht.

Berthier nahm in dieser Beziehung an, der calorimetrische Effect, oder die Heizkraft eines Brennmaterials sei der Sauerstoffmenge oder Luftmenge proportional, welche zu vollständiger Verbrennung desselben aufgewendet werden muss, so dass also, wenn k die Heizkraft, A die zur Verbrennung von 1 Kilogr. Brennmaterial erforderliche Luftmenge und c einen Erfahrungscoefficienten bezeichnet,

$$k = c \cdot A$$

und demnach

$$\frac{k}{A} = c$$

ein für alle Brennstoffe constanter Werth sein würde. Allein diese Annahme wurde durch das Experiment nicht bestätigt, wenn auch die aus ihr fliessenden Resultate ungefähr mit der Wirklichkeit übereinstimmen.

Dulong glaubte aus Versuchsresultaten schliessen zu dürfen, dass die Gesammtwärme, welche von einem Brennmaterial entwickelt werden

kann, der Summe derjenigen Einzelwärmen gleichzusetzen sei, welche bei Verbindung des Sauerstoffs mit den einzelnen Bestandtheilen hervorgebracht wird; aber auch dieser Schluss verliert nach den Favre-Silbermann'schen Experimenten seinen Halt, denn berechnet man z. B. den in obiger Tabelle angeführten, durch directe Beobachtung ermittelten calorimetrischen Effect für die Kohlenwasserstoffe CH_2 und C_4H_4 nach der Dulong'schen Theorie, so erhält man folgende Werthe:

1 Kilogr. CH_2 besteht aus 0,75 Kilogr. C und 0,25 Kilogr. H
1 „ C_4H_4 „ „ 0,857 „ C „ 0,143 „ H

also wird der calorimetrische Effect

$$\text{für } CH_2 = 0{,}75 \,.\, 8080 + 0{,}25 \,.\, 34462 = 14675{,}5$$
$$\text{„ } C_4H_4 = 0{,}857 \,.\, 8080 + 0{,}143 \,.\, 34462 = 11852$$

während die Versuchswerthe 13063 und 11858 sind.

Allein man sieht, dass die Rechnungsergebnisse von denen des Experimentes nicht erheblich abweichen, und da für viele andere Brennmaterialien, als die hier betrachteten, die Abweichungen noch geringer sind, so hält man an der Dulong'schen Methode um so mehr fest, als in der Praxis doch nur Approx mationen erwartet werden können.

Indem daher auch hier diese Methode angenommen wird, soll jetzt gezeigt werden, wie dieselbe im Besondern auf die von der Industrie benutzten Brennmaterialien zur Anwendung kommt.

Um eine allgemeine Formel zu Berechnung des calorimetrischen Effectes dieser Brennmaterialien aufzustellen, hat man zunächst sämmtliche brennbaren Bestandtheile zu berücksichtigen, welche in ihnen allen vorkommen. Wirft man einen Blick in die auf Seite 23 bis 27 für ihre chemische Zusammensetzung angeführten Tabellen, so zeigt sich, dass nur Kohlenstoff und Wasserstoff als Wärme erzeugende Bestandtheile angesehen zu werden brauchen, da die Mengen an Schwefel, Phosphor, Stickstoff etc., die zu schwefliger Säure, Phosphorsäure, Ammoniak etc. verbrennen, so geringfügig sind und auch pro Kilogr. ihrer Masse so wenig Wärme liefern, dass ihre Mitwirkung ohne fühlbare Beeinträchtigung der Genauigkeit vernachlässigt werden darf.

Indessen diese brennbaren Bestandtheile sind es nicht allein, welche die Heizkraft bedingen, sondern dieselbe wird auch sowohl durch den Sauerstoff-, als durch den hygroscopischen Wassergehalt beeinflusst.

Der Sauerstoff ist nämlich in einem solchen chemisch gebundenen Zustande in der Steinkohle, dem Holze, dem Torfe etc. enthalten, dass beim Verbrennungsacte durch diejenige Quantität brennbarer Elemente, an welche er gebunden ist, keine Wärmeentwickelung stattfindet. Von der Gesammtgewichtsmenge an brennbaren Bestandtheilen muss daher diejenige Quantität derselben als nicht Wärme entwickelnd in Abzug kommen, welche mit dem Sauerstoff schon vor der Verbrennung vereinigt war. Nun ist man aber anzugeben nicht im Stande, ob der Sauerstoff an den Wasserstoff, oder an den Kohlenstoff, oder theils

an den einen, theils an den andern gebunden sei, und muss demnach hierüber Hypothesen zulassen.

Die Ansicht, dass er allein an den Kohlenstoff gebunden sei, ist von Niemandem vertheidigt worden, sondern man hat entweder angenommen, er sei nur mit dem Wasserstoff, oder in diesem oder jenem Verhältniss mit Wasserstoff und Kohlenstoff vereinigt. Ohne auf Prüfung dieser zu nicht sehr verschiedenen Resultaten führenden Ansichten weiter einzugehen, soll, wie es meistens geschieht, diejenige Hypothese hier angenommen werden, welche ein Gebundensein des Sauerstoffs nur an den Wasserstoff für wahr hält. Da nun 8 Gewichtstheile Sauerstoff mit 1 Gewichtstheil Wasserstoff zu Wasser vereinigt sind, so würde demnach eine Gewichtsmenge Wasserstoff als keine Wärme liefernd in Abzug zu bringen sein, die dem 8ten Theil des im Brennmaterial enthaltenen Sauerstoffs gleich ist.

Das hygroscopische Wasser muss beim Verbrennungsacte verdampft werden, und dadurch wird ein gewisser Betrag von der durch die Verbrennungsgase erzeugten Wärme latent. Nach Regnault's Untersuchungen berechnet sich die zu Verdampfung von 1 Kilogr. Wasser erforderliche Wärmemenge zu $606{,}5 + 0{,}305\,t$ Wärmeeinheiten, wenn t die Temperatur des aus 0 Grad Wasser erzeugten Dampfes ist. Von dieser Wärme sind $0{,}305\,t$ Wärmeeinheiten sensibel, die 606,5 aber, welche man nach der mechanischen Wärmetheorie bei Constituirung der Dampfform als verbraucht annimmt, latent, und es fragt sich nun, ob diese latente Wärmemenge bei Berechnung der Heizkraft in Abzug kommen muss oder nicht.

Die Gründe und Gegengründe, welche man hierfür aufführen kann und welche zum Theil auch wirklich angeführt werden, sind:

1. Grund. — Die latente Wärme muss in Abzug kommen, weil die von den Verbrennungsgasen erzeugte Wärme um den Betrag derselben vermindert wird.

1ster Gegengrund. — Bei der durch Ausnutzung der Verbrennungsproducte erfolgenden Abkühlung kann durch Condensation der Wasserdämpfe die latente Wärme wiedergewonnen werden; kommt es also bei Bestimmung der Heizkraft darauf an, die zu Erwärmungszwecken vom Brennmaterial gelieferte Wärmemenge anzugeben, so darf man jene latente Wärme nicht in Abzug bringen.

2ter Grund. — Zwar ist eine Feuerungsanlage denkbar und unter gewissen Umständen auch auszuführen möglich, in welcher die Dämpfe sich vollständig condensiren und dabei ihre latente Wärme an den zu erwärmenden Körper abgeben, aber zu praktischer Anwendung gelangt sie nicht. Ferner ist es auch principiell richtiger, den Heizeffect nach derjenigen Wärmemenge zu beurtheilen, welche in den Verbrennungsproducten fühlbar enthalten ist, als nach derjenigen, welche aus

denselben durch irgend welche Mittel gewonnen werden kann, welche also in latenter Form ihnen innewohnt, denn sonst müsste man consequentermaassen auch diejenige Wärmemenge berücksichtigen und dem Heizeffecte addiren, welche in den andern Gasen latent ist.

2[ter] Gegengrund. — Die latente Wärme des Dampfes in Abzug zu bringen und dabei die der andern Gase unberücksichtigt zu lassen, kann damit als principiell consequent vertheidigt werden, dass der erstere schon durch die Einwirkung natürlicher Vorgänge, letztere hingegen nur durch Anwendung künstlicher Mittel coercibel sind. Wollte man aber die Heizkraft durch die Wärmemenge messen, welche in den Verbrennungsproducten bei ihrer Entstehung fühlbar enthalten, und nicht nach derjenigen, welche aus ihnen durch Abkühlung gewonnen werden kann, so dürfte man auch nicht die experimentellen Werthe adoptiren, welche Favre und Silbermann auffanden, sondern müsste mit denselben zuvor eine Correction vornehmen. Diese Werthe wurden nämlich bestimmt (Seite 42), indem die genannten Experimentatoren die Wärmemenge maassen, die durch Abkühlung aus den Verbrennungsgasen verschwand. Diese Abkühlung geschah unter constantem, nämlich äusserem atmosphärischen Drucke, und daher wurde diejenige Wärmemenge mitgemessen, in welche die an der Volumenverminderung kenntliche mechanische Arbeit sich umwandelte. (Seite 12, 16 und 17.)

Es geht hieraus hervor, dass man vollständig consequent weder mit Abzug noch mit Vernachlässigung der latenten Wärme des Wasserdampfes verfährt, und daher scheint es dasjenige Verfahren anzunehmen am gerathensten, welches die einfachste Formel zur Berechnung der Heizkraft entstehen lässt. Allein da alsdann die Berechnung des pyrometrischen Effectes unverhältnissmässig verwickelter werden würde, und da diese Berechnung bei den späteren Untersuchungen häufig angestellt werden muss, so habe ich mich entschlossen, den calorimetrischen Effect mit Abzug der latenten Wärme des Wasserdampfes zu bestimmen.

Zufolge der Annahme, dass der Sauerstoff des Brennmaterials nur an Wasserstoff gebunden sei, dass er also in sogenanntem chemisch gebundenen Wasser im Brennmaterial vorkomme, fragt es sich auch, ob die bei Verdampfung dieses chemisch gebundenen Wassers latent werdende Wärme ebenfalls in Abzug kommen müsse, und in Bezug hierauf ist zu erwägen, dass das Gebundensein des Sauerstoffs an den Wasserstoff nicht so zu betrachten ist, als sei das Wasser schon fertig, sondern so angesehen werden muss, als bilde sich dasselbe erst im Momente der Verbrennung. Bei dieser Bildung wird aber ein gewisser Betrag an Wärmemenge erzeugt, den man ebenso gross als den bei nachheriger Verdampfung des entstandenen chemisch gebundenen Wassers latent werdenden annehmen und demnach dieses chemisch gebundene Wasser bei Berechnung des calorimetrischen Effectes unberücksichtigt lassen kann.

Bezeichnet daher:

C die in 1 Kilogr. Brennmaterial enthaltene Kohlenstoffmenge in Kilogrammen,

H die in 1 Kilogr. Brennmaterial enthaltene Wasserstoffmenge in Kilogrammen,

O die in 1 Kilogr. Brennmaterial enthaltene Sauerstoffmenge in Kilogrammen,

𝔚 die in 1 Kilogr. Brennmaterial enthaltene hygroscopische Wassermenge in Kilogrammen,

und bedenkt man, dass nach Tabelle IX bei Verbrennung von 1 Kilogr. C 8000, bei Verbrennung von 1 Kilogr. H 34462, oder in runder Zahl 34500 Wärmeeinheiten entwickelt werden, so findet sich nach Dulong's Methode der calorimetrische Effect oder die Heizkraft k eines festen Brennmaterials zu:

$$k = 8000\,C + 34500\,(H - \tfrac{1}{8}\,O) - 606{,}5\,\mathfrak{W} \ldots\ldots 29$$

und für die gasförmigen Brennmaterialien ergiebt sich ebenso, wenn:

CO die in 1 Kilogr. Brennmaterial enthaltene Kohlenoxydgasmenge in Kilogrammen,

CH_2 die in 1 Kilogr. Brennmaterial enthaltene ölbildende Gasmenge in Kilogrammen,

C_4H_4 die in 1 Kilogr. Brennmaterial enthaltene Sumpfgasmenge in Kilogrammen

bedeutet und die für diese Gase aus Tabelle IX genommenen Heizeffect-Werthe abgerundet werden:

$$k = 2400\,CO + 34500\,H + 13000\,CH_2 + 11860\,C_4H_4 \ldots\ldots 30.$$

Diese Formeln geben die Wärmemenge an, welche bei vollkommener Verbrennung, also unter den günstigsten Umständen erzeugt wird. Da aber diese günstigsten Umstände in der Praxis selten herbeigeführt werden können, so ist es von Wichtigkeit zu wissen, wie gross der Heizeffect bei unvollkommener Verbrennung sich herausstellt, oder welchen Effect man bei nicht vollkommener Verbrennung erwarten darf.

Der Begriff von unvollkommener Verbrennung ist sehr relativ. In diesem Werke werde ich aber unter unvollkommener Verbrennung immer einen Grad der vollkommenen Verbrennung verstehen, bei welchem die ganze Brennmaterialmasse consumirt, aber der Kohlenstoff nicht zu Kohlensäure, sondern zu Kohlenoxyd verbrannt ist. Ferner werde ich unvollständige Verbrennung eine Verbrennung nennen, bei welcher ausser dem Kohlenoxyd auch noch Kohlenwasserstoffe in den Verbrennungsproducten enthalten, und theilweise Verbrennung eine Verbrennung, bei welcher Russ und Brennmaterialreste zurückgeblieben sind.

Die Heizkraft-Formel für unvollkommene Verbrennung wird demnach erhalten werden, wenn man den Kohlenstoff anstatt zu Kohlensäure nur zu Kohlenoxyd verbrannt in Rechnung bringt. Nach Tabelle IX ist die Wärmemenge, welche bei Verbrennung von C in CO_2 entwickelt wird = 8000, diejenige, welche bei Verbrennung von CO in CO_2 entsteht = 2400, also werden bei Verbrennung von C in CO nur 8000 — 2400 = 5600 Wärmeeinheiten frei, und daher ist die Heizkraft k_u der festen Brennmaterialien für unvollkommene Verbrennung:

$$k_u = 5600\,C + 34500\,(H - \tfrac{1}{8}\,O) - 606{,}5\,\mathfrak{W} \;\ldots\ldots\; 31.$$

Nach Formel 29 und den Ergebnissen der in Tabelle I gegebenen Analyse würde z. B. für gedörrtes Kiefernholz (Pinus sylvestris)

$$k = 8000\,.\,0{,}4987 + 34500\,(0{,}0609 - \tfrac{1}{8}\,0{,}3441) - 606{,}5\,.\,0 = 4607$$

und nach Formel 31

$$k_u = 5600\,.\,0{,}4987 + 34500\,(0{,}0609 - \tfrac{1}{8}\,0{,}3441) - 606{,}5\,.\,0 = 3428$$

sich ergeben.*)

Ferner ist nach den auf Seite 26 angeführten Analysen für Bockwaer Steinkohle:

$$k = 8000\,.\,0{,}75434 + 34500\,(0{,}04497 - \tfrac{1}{8}\,0{,}05721) - 606{,}5\,.\,0{,}06613 = 7300$$

$$k_u = 5600\,.\,0{,}75434 + 34500\,(0{,}04497 - \tfrac{1}{8}\,0{,}05721) - 606{,}5\,.\,0{,}06613 = 5489$$

Für Lignit erhält man aus den auf Seite 25 angegebenen Mittelwerthen:

$$k = 8000\,.\,0{,}48 + 34500\,.\,0{,}01 - 606{,}5\,.\,0{,}2 = 4064$$

$$k_u = 5600\,.\,0{,}48 + 34500\,.\,0{,}01 - 606{,}5\,.\,0{,}2 = 2912$$

und nach Formel 28 und den auf Seite 30 angeführten Analysen von Koks-Generatorgasen ist der calorimetrische Effect derselben:

$$k = 2400\,.\,0{,}338 + 34500\,.\,0{,}001 = 846.$$

Der praktische Werth der Brennmaterialien lässt sich nicht allein nach der Grösse ihres calorimetrischen Effectes und ihrem Preise beurtheilen, sondern hängt sehr wesentlich auch von dem Gütegrade ihrer Verwendbarkeit ab. Ebenso wie ein Nahrungsmittel eine grosse Menge von nährenden Bestandtheilen enthalten, also ein bedeutendes Nahrungsvermögen liefern, aber wegen partieller Unverdaulichkeit nur wenig wirksam angewendet werden kann, ebenso ist es möglich, dass ein Brennmaterial bedeutende Heizfähigkeit besitzt, aber trotzdem, weil es vielleicht den Rost angreift, oder den Kessel zerstört, oder zu stark schlackt etc. zum Speisen des Ofens nicht, oder nur mit ungünstigem Erfolge zu benutzen ist.

*) Die Analysen von Baer können nur zu Berechnung der Heizkraft von gedörrten Brennmaterialien verwendet werden, oder man muss eine Reduction derselben für einen bestimmten hygroscopischen Wassergehalt vornehmen.

Aus diesem Grunde und weil es von nationalökonomischer Wichtigkeit ist, mit der Leistungsfähigkeit der verschiedenen Brennmaterialien die Industriellen bekannt zu machen, sind über deren praktische Verwendbarkeit von mehren Regierungen Untersuchungen in grösserem Maassstabe angestellt und dabei gleichzeitig auch ihre botanischen, geognostischen und chemischen Eigenthümlichkeiten bestimmt worden. Zu Ermittelung der praktischen Verwendbarkeit diente meistentheils ein Dampfkesselofen von guter, aber solcher Construction, wie sie in der Praxis angewendet werden kann und schon angewendet wird. Man beobachtete die Brennmaterialien in Bezug auf ihr Dampferzeugungsvermögen, in Bezug auf ihr Verhalten im Ofen, ihr Verhalten beim Aufbewahren, beim Messen etc. und hat dabei gleichzeitig untersucht, welche Verhältnisse der Zugcanäle, des Rostes, der Rostspaltengrösse etc. für die einzelnen Sorten am günstigsten sich herausstellten.*)

Luftmenge, welche zu Verbrennung von 1 Kilogr. Brennmaterial erforderlich ist, und Gasmenge, welche daraus entsteht.

Die quantitative chemische Zusammensetzung der bei der Verbrennung entstehenden Gase ist:

	1 Kilogramm		
Oelbildendes Gas	(C_4H_4)	besteht aus	$\frac{6}{7}C + \frac{1}{7}H$
Sumpfgas	(CH_2)	„ „	$\frac{3}{4}C + \frac{1}{4}H$
Kohlenoxydgas	(CO)	„ „	$\frac{3}{7}C + \frac{4}{7}O$
Kohlensäure	(CO_2)	„ „	$\frac{3}{11}C + \frac{8}{11}O$
Wasser	(HO)	„ „	$\frac{1}{9}H + \frac{8}{9}O$

Atmosphärische Luft ist ein Gemisch von $0{,}21\ O + 0{,}79\ N$.

*) Die Ergebnisse dieser Untersuchungen, wie die Beschreibung des Verfahrens sind niedergelegt in:

1. A report to the Navy department of united states on American coals, applicable to steam navigation and to other purposes, by W. R. Johnson 1844.—Fragmentarisch in den Verhandlungen des preuss. Gewerbevereins 1846.
2. Henry de la Beche and Dr. Lyon Playfair in den Memoirs of the geological survey of Great Britain.
3. Untersuchungen über die Heizkraft der wichtigeren Brennstoffe des preussischen Staates, von Dr. P. W. Brix. 1853.
4. Untersuchung der Steinkohlen Sachsens:
 1. Abth.: Geognostische Darstellung der Steinkohlenformation in Sachsen von Prof. Dr. Geinitz.
 2. Abth.: Chemische und chemisch-technische Untersuchungen der Steinkohlen Sachsens von Prof. W. Stein.
 3. Abth.: Untersuchungen über die Heizkraft der Steinkohlen Sachsens von E. Hartig. 1860.

Um demnach 1 Kilogr. Kohlenstoff zu Kohlenoxyd zu verbrennen, ist eine Sauerstoffmenge von $\frac{4}{3}$ Kilogramm oder eine Luftmenge von $\frac{4}{3} \cdot \frac{100}{21} = 6{,}35$ Kilogr. nothwendig.

Um 1 Kilogr. Kohlenstoff zu Kohlensäure zu verbrennen, werden $\frac{8}{3}$ Kilogr. O oder $\frac{8}{3} \cdot \frac{100}{21} = 12{,}7$ Kilogr. Luft erfordert.

Um 1 Kilogr. Kohlenoxyd, welches aus $\frac{3}{7}\,C + \frac{4}{7}\,O$ besteht, zu Kohlensäure zu verbrennen, sind $\frac{4}{7}$ Kilogr. O oder $\frac{4}{7} \cdot \frac{100}{21} = 2{,}72$ Kilogr. Luft zuzuleiten.

Um 1 Kilogr. Wasserstoff zu Wasser zu verbrennen, sind 8 Kilogr. O oder $8 \cdot \frac{100}{21} = 38{,}09$ Kilogr. Luft nöthig.

Bei vollkommener Verbrennung von 1 Kilogr. CH_2 verwandelt sich der Kohlenstoff in Kohlensäure, der Wasserstoff in Wasser; um 1 Kilogr. C zu Kohlensäure zu verbrennen, ergab sich eine Sauerstoffmenge von $\frac{8}{3}$ Kilogr. und eine Luftmenge von 12,7 Kilogr., um daher die in CH_2 enthaltenen $\frac{3}{4}$ Kilogr. Kohlenstoff zu verbrennen, sind $\frac{3}{4} \cdot \frac{8}{3} = 2$ Kilogr. O, oder $\frac{3}{4} \cdot 12{,}7 = 9{,}52$ Kilogr. Luft nothwendig, und da ebenso die $\frac{1}{4}$ Kilogr. in CH_2 enthaltene H eine Sauerstoffmenge von $\frac{1}{4} \cdot 8 = 2$ Kilogr., oder eine Luftmenge von $\frac{1}{4} \cdot 38{,}09 = 9{,}52$ erfordern, so muss man zur Verbrennung von 1 Kilogr. CH_2 $2 + 2 = 4$ Kilogr. Sauerstoff, oder $9{,}52 + 9{,}52 = 19{,}04$ Kilogr. Luft zuleiten.

Bei unvollkommener Verbrennung entsteht aus CH_2 Kohlenoxyd und Wasser; es sind deshalb pro Kilogr. CH_2 $\frac{3}{4} \cdot \frac{4}{3} + \frac{1}{4}\,8 = 3$ Kilogr. Sauerstoff oder $9{,}52 + \frac{3}{4} \cdot 6{,}35 = 14{,}28$ Kilogr. Luft nöthig.

1 Kilogr. H_4C_4 enthält $\frac{6}{7}$ Kilogr. C und $\frac{1}{7}$ Kilogr. H; um es vollkommen zu verbrennen, müssen daher $\frac{6}{7} \cdot \frac{8}{3} + \frac{1}{7}\,8 = 3{,}43$ Kilogr. Sauerstoff, oder $\frac{6}{7} \cdot 12{,}7 + \frac{1}{7} \cdot 38{,}09 = 16{,}33$ Kilogr. Luft zugeleitet werden, und um es unvollkommen, also zu Kohlenoxyd und Wasser zu verbrennen, sind $\frac{6}{7} \cdot \frac{4}{3} + \frac{1}{7} \cdot 8 = 2{,}3$ Kilogr. Sauerstoff oder $\frac{6}{7} \cdot 6{,}35 + \frac{1}{7} \cdot 38{,}09 = 10{,}88$ Kilogr. Luft erforderlich.

Vernachlässigt man nun die geringen Mengen von Schwefel und Phosphor, welche in einem Brennmaterial enthalten sind, und betrachtet

nur den Kohlenstoff und Wasserstoff als brennbare Elemente, während der Sauerstoff als mit Wasserstoff zu chemisch gebundenem Wasser vereinigt angenommen wird, so berechnet sich die zur Verbrennung von 1 Kilogramm Brennmaterial demselben zuzuleitende Luftmenge A und A_u durch:

a. Feste Brennmaterialien.

bei vollkommener Verbrennung:

$$A = 12,7 \,.\, C + 38,1\,(H - \tfrac{1}{8}\,O) \quad \ldots\ldots 31$$

bei unvollkommener Verbrennung:

$$A_u = 6,35 \,.\, C + 38,1\,(H - \tfrac{1}{8}\,O) \quad \ldots\ldots 32.$$

b. Gasförmige Brennmaterialien.

bei vollkommener Verbrennung:

$$A = 2,72\,CO + 38,1\,H + 19,04\,CH_2 + 16,33\,C_4H_4 \quad \ldots\ldots 33$$

bei unvollkommener Verbrennung:

$$A_u = 38,1\,H + 14,28\,CH_2 + 10,88\,C_4H_4 \quad \ldots\ldots 34.$$

Findet die Verbrennung in reinem Sauerstoff statt, so ergiebt sich ebenso, wenn O' die zuzuleitende Sauerstoffmenge bei vollkommener und O'_u diejenige bei unvollkommener Verbrennung bedeutet:

a. Feste Brennmaterialien.

$$O' = 2,66 \,.\, C + 8\,(H - \tfrac{1}{8}\,O) \quad \ldots\ldots 35$$

$$O'_u = 1,33 \,.\, C + 8\,(H - \tfrac{1}{8}\,O) \quad \ldots\ldots 36.$$

b. Gasförmige Brennmaterialien.

$$O' = 0,57\,CO + 8\,H + 4\,CH_2 + 3,43\,C_4H_4 \quad \ldots\ldots 37$$

$$O'_u = 8\,H + 3\,CH_2 + 2,3\,C_4H_4 \quad \ldots\ldots 38.$$

Nach diesen Formeln wäre z. B. die Luftmenge, welche zu Verbrennung von 1 Kilogr. des in Tabelle I. (Seite 23) analysirten Eichenholzes nöthig ist:

für vollkommene Verbrennung

$$A = 12,7 \,.\, 0,4894 + 38,1\,(0,0594 - \tfrac{1}{8} \,.\, 0,43) = 6,24 \text{ Kilogr.},$$

für unvollkommene Verbrennung

$$A_u = 6,35 \,.\, 0,4894 + 38,1\,(0,0594 - \tfrac{1}{8} \,.\, 0,43) = 3,3 \text{ Kilogr.}$$

Die Luftmenge zu Verbrennung für 1 Kilogr. Steinkohlen-Gichtgas (Seite 28) wäre:

$$A = 2,72 \,.\, 0,215 + 38,1 \,.\, 0,01 + 19,04 \,.\, 0,042 + 16,33 \,.\, 0,018 = 2,059 \text{ K.}$$

$$A_u = 38,1 \,.\, 0,01 + 14,28 \,.\, 0,042 + 10,83 \,.\, 0,018 = 1,196 \text{ Kilogr.}$$

Es kann schon hier erwähnt werden, dass es in den gewöhnlichen Feuerungsanlagen nicht möglich ist, mit diesen aus der Analyse berechneten Luftmengen vollständige Verbrennung zu erzielen, und zwar deshalb nicht, weil entweder die aus dem Brennmaterial entweichenden Gase mit der zutretenden Luft nicht innig genug sich mischen, oder weil diese Mischung erst dann erfolgt, wenn die zu einer chemischen Verbindung nothwendige Temperatur nicht mehr vorhanden ist.

Man hat beobachtet, dass die zu vollkommener Verbrennung durch den Rost tretende Luftmenge, je nach der Construction der Feuerungsanlage, 1, 5, 2, 3, ja sogar 4 mal so bedeutend sein muss, als die durch obige Formel berechnete Quantität — und daher unterscheidet man eine theoretische, als die durch obige Formel berechnete, und eine wirkliche Luftmenge, als diejenige, welche wirklich in die zu praktischen Zwecken construirten Oefen eingeleitet werden muss.

Zu Anstellung approximativer Rechnungen kann angenommen werden, dass folgende wirkliche Luftmengen zu Verbrennung von 1 Kilogr. Brennmaterial nothwendig seien:

lufttrockenes Holz und Torf	10 Kilogr.
vollkommen trockenes Holz und Braunkohle	12 „
Holzkohle und Kok	24 „
Steinkohle .	22 „

Die Gewichtsmenge von Verbrennungsproducten, welche bei Verbrennung von 1 Kilogr. festem Brennmaterial entsteht, berechnet sich aus der zur Verbrennung nöthigen Luftmenge sehr einfach, wenn man bedenkt, dass die Gewichtsmenge des zu Gas werdenden Brennmaterials um die Aschen- und Schlackenmenge geringer ist, als das Gewicht dieses Brennmaterials. Bezeichnet also a das Gewicht dieser Schlacken- und Aschenmenge, welche bei Verbrennung von 1 Kilogr. Brennmaterial zurückbleibt, so ist (1 — a) die Gewichtsmenge der Gase, in welche 1 Kilogr. festes Brennmaterial sich verwandelt, und ist ferner A die theoretische Luftmenge für vollkommene Verbrennung, n A die wirkliche, so findet sich die Gewichtsmenge der entstehenden Verbrennungsproducte durch:

$$\left.\begin{array}{l}\text{theoretisch} \ldots = A + (1 - a)\\ \text{wirklich} \ldots = nA + (1 - a)\end{array}\right\} \text{Kilogramm} \ldots\ldots 39$$

und hierin ist n je nach Construction der Feuerungsanlage und je nach Beschaffenheit des Brennmaterials zwischen den Grenzen 1 bis 4 gelegen, in den meisten Fällen aber:

für Holz und Torf = 1,5
für die übrigen Brennmaterialien = 2

Für unvollkommene Verbrennung hat man ebenso die Verbrennungsproducte:

$$\left.\begin{array}{l}\text{theoretisch} \ldots = A_u + (1 - a)\\ \text{wirklich} \ldots = nA_u + (1 - a)\end{array}\right\} \ldots\ldots 40.$$

Die Gewichtsmenge der Verbrennungsproducte von 1 Kilogr. gasförmigem Brennmaterial ergiebt sich selbstverständlich ebenfalls durch diese Formeln, wenn darin a = o gesetzt wird.

Pyrometrischer Effect.

Der pyrometrische Effect, welcher die Anzahl von Temperaturgraden angiebt, die von dem dicht über dem Brennmaterial schwebenden

Verbrennungsproducte aufgewiesen werden, ist aus der Menge der Verbrennungsproducte, deren specifischer Wärme und aus der Heizkraft des Brennmaterials zu berechnen. Bedeutet nämlich G eine gewisse Gewichtsmenge Gas, σ_1 deren specif. Wärme bei constantem Volumen und T ihre Temperatur, so ist die in derselben enthaltene Wärmemenge W (nach Seite 16) $W = G \sigma_1 T$ und daraus folgt umgekehrt:

$$T = \frac{W}{G \sigma_1}.$$

Um daher den pyrometrischen Effect, oder die Temperatur T_p der Verbrennungsproducte zu berechnen, braucht man nur $W = k$ und $G = A + (1 - a)$ zu setzen und für σ_1 die specifische Wärme der Verbrennungsproducte zu nehmen. Da nun die letzteren vorwiegend aus Kohlensäure und Stickstoff bestehen und die specifischen Wärmen dieser Gase resp. $= 0{,}161$ und $0{,}175$ sind, so könnte man ihre specifische Wärme $= 0{,}168$ annehmen und demnach

$$T_p = \frac{k}{0{,}168\,[A + (1 - a)]}$$

oder da in den meisten Fällen $(1 - a)$ gegen A vernachlässigt werden darf:

$$T_p = \frac{k}{0{,}168 \,.\, A}$$

setzen.

Allein genauer verfährt man, wenn man von sämmtlichen Bestandtheilen der Verbrennungsproducte die Wärmemengen, welche dieselben bei der ihnen gemeinsamen Temperatur T_p enthalten, ausmittelt und die Summe hiervon dem calorimetrischen Effecte gleichsetzt. Zufolge dieses Verfahrens ergiebt sich:

a. Für feste Brennmaterialien.

Sind in 1 Kilogr. Brennmaterial

C	Kilogr.	Kohlenstoff
H	„	Wasserstoff
O	„	Sauerstoff
𝔚	„	hygroscopisches Wasser
a	„	Asche und Schlacken

enthalten, so verbinden sich mit diesem nach Formel (35)

$$= 2{,}66\,C + 8\,(H - \tfrac{1}{8}\,O) \text{ Kilogr. Sauerstoff}$$

und daraus entstehen

3,66 C Kilogr. Kohlensäure
9 H „ Wasserdampf.

Ferner führt die Verbrennungsluft eine Stickstoffmenge von (Formel 31)

$$\frac{79}{100}\,A = \frac{79}{100}\,[12{,}7\,C + 38{,}1\,(H - \tfrac{1}{8}\,O)] = 10\,C + 30\,(H - \tfrac{1}{8}\,O) \text{ Kilogr.}$$

in die Verbrennungsproducte, und aus dem hygroscopischen Wasser entsteht eine Wasserdampfmenge von

𝔚 Kilogramm.

Bezeichnet daher:

W die Wärmemenge, welche in den aus 1 Kilogr. Brennmaterial erzeugten Verbrennungsproducten enthalten ist,

T_p die Temperatur dieses aus einem Gemisch von Gasen bestehenden Verbrennungsproductes, also den pyrometrischen Effect,

t die Temperatur der Asche und der Schlacken während der Verbrennung,

σ_2 specifische Wärme der Kohlensäure
σ_3 „ „ des Wasserdampfes
σ_4 „ „ des Stickstoffs
σ_5 „ „ der Luft
σ_6 „ „ der Asche und Schlacken
σ_7 „ „ des Brennmaterials
σ_8 „ „ des Kohlenoxydes,

so ist, wenn die sehr geringen Mengen an Schwefel- und Stickstoffgehalt vernachlässigt werden:

$$W = \{3{,}66 . C . \sigma_2 + [9\,H + \mathfrak{W}]\,\sigma_3 + [10\,C + 30\,(H - \tfrac{1}{8}\,O)]\,\sigma_4\}\,T_p$$

und hieraus folgt:

$$T_p = \frac{W}{3{,}66\,C\,\sigma_2 + [9\,H + \mathfrak{W}]\,\sigma_3 + [10\,C + 30\,(H - \tfrac{1}{8}\,O)]\,\sigma_4}$$

Nun ist aber W gleich dem calorimetrischen Effecte, vermindert um die Wärmemenge, welche die Asche und die Schlacke aufnahm, also vermindert um a σ_6 t, und daher wird:

$$T_p = \frac{k - a\,\sigma_6\,t}{3{,}66\,C\sigma_2 + [9\,H + \mathfrak{W}]\,\sigma_3 + [10\,C + 30\,(H - \tfrac{1}{8}\,O)]\,\sigma_4} \quad \ldots\ldots 41.$$

Ist t nicht bekannt, so kann man, da a nur von geringem Belang ist, diese Temperatur als äusserste Grenze $= T_p$ setzen und dann ergiebt sich:

$$T_p = \frac{k}{3{,}66 . C\sigma_2 + [9H + \mathfrak{W}]\,\sigma_3 + [10C + 30(H - \tfrac{1}{8}\,O)]\,\sigma_4 + a\sigma_6} \quad \ldots . 41.a.$$

b. Für gasförmige Brennmaterialien.

Bei diesen Brennmaterialien entsteht aus jedem Kilogr. Kohlenoxydgas (siehe Formel 37) 1,57 Kilogr. Kohlensäure und aus jedem Kilogr. Wasserstoff 9 Kilogr. Wasserdampf. Ferner verwandelt sich jedes Kilogr. CH_2, da es aus $\frac{3}{4}$ C und $\frac{1}{4}$ H besteht, in $\frac{3}{4}$ ($\frac{8}{3}$ + 1) = 2,75 Kilogr. Kohlensäure und in $\frac{1}{4}$ (8 + 1) = 2,25 Kilogr. Wasser, so dass also aus den in 1 Kilogr. Brennmaterial enthaltenen CH_2 Kilogr.

2,75 CH_2 Kohlensäure und 2,25 CH_2 Wasserdampf

hervorgehen. Ebenso findet man, dass die in 1 Kilogr. Brennmaterial enthaltenen Kilogramme C_4H_4:

3,14 C_4H_4 Kohlensäure und 1,28 Kilogr. Wasserdampf

erzeugen.

Der Stickstoffgehalt des Verbrennungsproductes, welcher von der verbrannten Luft übrig bleibt, berechnet sich durch die Differenz der

verbrannten Luft- und Sauerstoffmenge, also zu Folge Formel 33 und 37 zu:

$$= 2{,}72\ CO + 38{,}1\ H + 19{,}04\ CH_2 + 16{,}33\ C_4H_4 - (0{,}57\ CO + 8\ H + 4\ CH_2 + 3{,}43\ C_4H_4)$$

$$= 2{,}15\ CO + 30{,}1\ H + 15{,}04\ CH_2 + 15{,}9\ C_4H_4$$

Da nun vor der Verbrennung schon

N Kilogr. Stickstoff
CO_2 „ Kohlensäure
CO „ Kohlenoxyd

in 1 Kilogr. Brennmaterial enthalten waren, so ist, wenn:

$\mathfrak{T}_1$ die Temperatur des Brennmaterials vor der Verbrennung
σ_9 die specifische Wärme von H
σ_{10} „ „ „ „ CH_2
σ_{11} „ „ „ „ C_4H_4

angiebt und die Bezeichnungen der übrigen Grössen dieselbe Bedeutung wie die bei den festen Brennmaterialien haben, die Gesammtwärmemenge, welche in den aus 1 Kilogr. Brennmaterial hervorgegangenen Verbrennungsproducten enthalten ist:

$$W = \{ [1{,}57\ CO + 3{,}14\ C_4H_4 + 2{,}75\ CH_2 + CO_2]\ \sigma_2 + [9\ H + 1{,}14\ C_4H_4 + 2{,}25\ CH_2 + \mathfrak{W}]\ \sigma_3 + [N + 2{,}15\ CO + 30\ H + 15\ CH_2 + 16\ C_4H_4]\ \sigma_4 \}\ T_p$$

Es ist aber W auch gleich dem calorimetrischen Effecte *plus* der Wärmemenge, welche schon vor der Verbrennung in 1 Kilogr. Brennmaterial enthalten war, also

$$W = k + [N\,\sigma_4 + CO_2\,\sigma_2 + CO\,\sigma_8 + H.\sigma_9 + CH_2\,\sigma_{10} + C_4H_4\,\sigma_{11}]\,\mathfrak{T}_1,$$

und daher wird durch Gleichsetzen beider Ausdrücke:

$$T_p = \left\{ k + \mathfrak{T}_1 \left[N\,\sigma_4 + CO_2\,\sigma_2 + CO\,\sigma_8 + H\,\sigma_9 + CH_2\,\sigma_{10} + C_4H_4\,\sigma_{11} \right] \right\} : \left([1{,}57.CO + 3{,}14\,C_4H_4 + 2{,}75\,CH_2 + CO_2]\,\sigma_2 + [9\,H + 1{,}14\,C_4H_4 + 2{,}25\,CH_2 + \mathfrak{W}]\,\sigma_3 + [N + 2{,}15\,CO + 30\,H + 15\,CH_2 + 16\,C_4H_4]\,\sigma_4 \right) \quad \ldots 42$$

Die durch Formel 41 und 42 berechneten pyrometrischen Effecte werden indessen in Wirklichkeit nicht erreicht, da erstens die Verbrennung nie ganz vollkommen, also k nie ganz erhalten wird, da zweitens immer mehr Luft in den Verbrennungsraum strömt, als theoretisch erforderlich wäre, und da drittens meistentheils durch Strahlung eine

Bemerkung. In Formel 42 ist die Wärmemenge, welche vor der Verbrennung im Brennmaterial enthalten war, in Rechnung gezogen, in Formel 41 nicht, und darin liegt eine principielle Inconsequenz, die indessen dadurch motivirt wird und deshalb auch zugelassen wurde, dass die gasförmigen Brennmaterialien fast nie in gänzlich abgekühltem Zustande, sondern immer mit beträchtlichem Wärmegehalte in den Verbrennungsact eintreten.

gewisse Wärmemenge emittirt wird, die sich dem Wärmegehalte der Verbrennungsproducte entzieht. Die Temperatur im Feuerraume unserer Feuerungsanlagen ist daher eine andere, als die, welche der pyrometrische Effect angiebt; sie berechnet sich mit Berücksichtigung der oben genannten Umstände folgendermaassen:

Temperatur im Verbrennungsraume und Wirkungsgrad desselben. — Bis zu welchem Grade vollkommen das Brennmaterial verbrennt, lässt sich im Allgemeinen nicht angeben, da dieser Grad der Vollkommenheit nicht allein von dessen Art und Beschaffenheit, nicht allein von der Construction der Feuerungsanlage, sondern noch von vielen andern Umständen abhängt. Um aber anzudeuten, dass derselbe bei Beurtheilung der wirklich erzeugten Wärmemenge und der wirklich hervorgebrachten Temperatur in Rechnung gezogen werden muss, kann man den wahrhaft entstehenden Heizeffect k_1 durch

$$k_1 = \eta_1 k$$

bezeichnen, wo dann η_1 ein Coefficient ist, der mit wachsender Vollkommenheit der Verbrennung immer mehr der Einheit sich nähert.

Dieser Coefficient kann und soll später der Wirkungsgrad des Feuerraumes genannt werden, da er den Grad der Vollkommenheit angiebt, bis zu welchem der Feuerraum seine Wirkung äussert, bis zu welchem derselbe den erreichbaren calorimetrischen Effect verwirklicht.

Bezeichnet nun:

T_0 die Temperatur im Feuerraume,

$\mathfrak{T}$ diejenige des Brennmaterials vor der Verbrennung, wie diejenige der Verbrennungsluft,

S die strahlende Wärmemenge, welche von 1 Kilogr. Brennmaterial während seiner Verbrennung emittirt und demnach dem Wärmegehalte der Verbrennungsproducte entzogen wird,

so ergiebt sich mit Beachtung der früheren Bezeichnungen, da die in den Verbrennungsproducten enthaltene, nicht verbrannte Luft

$$= (n-1)\,A = (n-1)\,[12{,}7\,C + 38{,}1\,(H - \tfrac{1}{8}\,O)] \text{ Kilogr.}$$

beträgt,

a. Für feste Brennmaterialien und theilweis vollkommene Verbrennung:

$$W = \{3{,}66\,C\,\sigma_2 + [9\,H + \mathfrak{W}]\,\sigma_3 + [10\,C + 30\,(H - \tfrac{1}{8}\,O)]\,\sigma_4 + (n-1)\,[12{,}7\,C + 38{,}1\,(H - \tfrac{1}{8}\,O)]\,\sigma_5\}\,T_0$$

und

$$W = \eta_1\,k - a\,\sigma_6\,t + n\,A\,\sigma_5\,\mathfrak{T} + \sigma_7\,\mathfrak{T} - S.$$

Also durch Gleichsetzen dieser beiden Werthe:

$$T_0 = \left\{ \begin{array}{l} \eta_1\,k - a\,t\,\sigma_6 - S + \\ \mathfrak{T}\left[\begin{array}{l}\sigma_7 + n\,[12{,}7\,C + \\ 38{,}1\,(H - \tfrac{1}{8}\,O)]\,\sigma_5\end{array}\right] \end{array} \right\} : \left\{ \begin{array}{l} 3{,}66\,C\,\sigma_2 + [9\,H + \mathfrak{W}]\,\sigma_3 + \\ [10\,C + 30\,(H - \tfrac{1}{8}\,O)]\,\sigma_4 + \\ (n-1)\,[12{,}7\,C + \\ 38{,}1\,(H - \tfrac{1}{8}\,O)]\,\sigma_5 \end{array} \right\} \quad ..43.$$

b. Für gasförmige Brennmaterialien:

da für diese die unverbrannte, den Verbrennungsproducten beigemischte Luft

$$= (n-1)\,[2{,}72\,CO + 38{,}1\,H + 19{,}04\,CH_2 + 16{,}33\,C_4H_4]$$

ist und die strahlende Wärme nicht in Frage kommt,

$$T_0 = \frac{\eta_1 k + [N\sigma_4 + CO_2\sigma_2 + CO\,\sigma_8 + H\sigma_9 + CH_2\sigma_{10} + C_4H_4\sigma_{11}]\,\mathfrak{T}_1 + n\,[2{,}72\,CO + 38{,}1\,H + 19{,}04\,CH_2 + 16{,}33\,C_4H_4]\,\sigma_5\,\mathfrak{T}}{[1{,}57\,CO + 3{,}14\,C_4H_4 + 2{,}75\,CH_2 + CO_2]\,\sigma_2 + [9\,H + 1{,}14\,C_4H_4 + 2{,}25\,CH_2 + \mathfrak{W}]\,\sigma_3 + [N + 2{,}15\,CO + 30\,H + 15\,CH_2 + 16\,C_4H_4]\,\sigma_4 + (n-1)\,[2{,}72\,CO + 38{,}1\,H + 19{,}04\,CH_2 + 16{,}33\,C_4H_4]\,\sigma_5} \quad ..44.$$

Durch ganz dieselben Betrachtungen ergiebt sich für theilweise und unvollkommene Verbrennung der festen Brennmaterialien:

$$T_0 = \frac{\eta_1 k_u - a\,\sigma_6\,t - S + \mathfrak{T}\left[\sigma_7 + n\,[6{,}35\,C + 38{,}1\,(H - \tfrac{1}{8}\,O)]\,\sigma_5\right]}{2{,}33\,C\,\sigma_8 + [9\,H + \mathfrak{W}]\,\sigma_3 + [5\,C + 30\,(H - \tfrac{1}{8}\,O)]\,\sigma_4 + (n-1)\,[6{,}35\,C + 38{,}1\,(H - \tfrac{1}{8}\,O)]\,\sigma_5} \quad ..45.$$

Wird die Verbrennung mit reinem Sauerstoff vorgenommen, so ergiebt sich die Temperatur T_0 durch Vernachlässigung der Glieder in obigen Formeln, welche den Stickstoff der Verbrennungsluft enthalten, und indem für diejenigen Glieder, welche die unverbrannte Luftmenge in Rechnung ziehen, analoge Werthe für Sauerstoffverbrennung eingeführt werden. Hiernach erhält man, wenn noch

σ_{12} die specifische Wärme des Sauerstoffs bedeutet,

für feste Brennmaterialien und theilweis vollkommene Verbrennung:

$$T_0 = \frac{\eta_1 k - a\,\sigma_6\,t + \{\sigma_7 + n\,[2{,}66\,C + 8\,(H - \tfrac{1}{8}O)]\,\sigma_{12}\}\,\mathfrak{T} - S}{3{,}66\,C\sigma_2 + [9H + \mathfrak{W}]\,\sigma_3 + (n-1)\,[2{,}66\,C + 8\,(H - \tfrac{1}{8}O)]\,\sigma_{12}} \quad 46$$

für feste Brennmaterialien, theilweise und unvollkommene Verbrennung:

$$T_0 = \frac{\eta_1 k_u - a\,\sigma_6\,t + \{\sigma_7 + n\,[1{,}33\,C + 8\,(H - \tfrac{1}{8}O)]\,\sigma_{12}\}\,\mathfrak{T} - S}{2{,}33\,C\sigma_8 + [9\,H + \mathfrak{W}]\,\sigma_3 + (n-1)\,[1{,}33\,C + 8\,(H - \tfrac{1}{8}O)]\,\sigma_{12}} \quad 47$$

für gasförmige Brennmaterialien und theilweis vollkommene Verbrennung:

$$T_0 = \frac{\eta_1 k + [N\sigma_4 + CO_2\sigma_2 + CO\,\sigma_8 + H\sigma_9 + CH_2\sigma_{10} + C_4H_4\sigma_{11}]\,\mathfrak{T}_1 + n\,[0{,}57\,CO + 8\,H + 4\,CH_2 + 3{,}43\,C_4H_4]\,\sigma_{12}\,\mathfrak{T}}{[1{,}57\,CO + 3{,}14\,C_4H_4 + 2{,}75\,CH_2 + CO_2]\,\sigma_2 + [9\,H + 1{,}14\,C_4H_4 + 2{,}25\,CH_2 + \mathfrak{W}]\,\sigma_3 + (n-1)\,[0{,}57\,CO + 8\,H + 4\,CH_2 + 3{,}43\,C_4H_4]\,\sigma_{12}} \quad ..48.$$

Zu diesen drei letzten, wie auch in Bezug auf die übrigen zu Berechnung der Temperatur T_0 aufgeführten Formeln muss noch bemerkt werden, dass dieselben eine geringe Ungenauigkeit involviren, indem nämlich in den Gliedern $3{,}66\,C\,\sigma_2$, $2{,}33\,C\,\sigma_8$ und den analogen der

übrigen Formeln berücksichtigt sein müsste, dass die Verbrennung eine nur theilweise ist und demnach die ganze Menge C nicht verbrannt wird; diese Berücksichtigung ist unterlassen, weil dadurch ein nur ganz unmerklicher Fehler entstand, eine noch weitere Complication der Formeln aber umgangen wurde.

Angenäherte Formeln zu Berechnung der Temperatur T_0 werden erhalten, wenn man von der Verschiedenheit der Wärmecapacitäten der einzelnen Gase absieht und demnach die Gesammtmenge der Verbrennungsproducte als den, in Bezug auf Wärmecapacität durchweg homogenen Träger des calorimetrischen Effectes, oder dieses um die strahlende Wärme verminderten Effectes behandelt. Da die Verbrennungsproducte vorwiegend aus Kohlensäure, unverbrannter atmosphärischer Luft und Stickstoff bestehen und die specifischen Wärmen dieser Gase fast gleichen Werth haben, so liefert dieses angenäherte Verfahren in der That nicht sehr weit von der Wirklichkeit abstehende Resultate. Man erhält durch Befolgung desselben für feste Brennmaterialien, ähnlich wie auf Seite 53, wenn die in der Asche zurückbleibende Wärmemenge vernachlässigt und die mittlere spec. Wärme mit σ bezeichnet wird,

$$T_0 = \frac{\eta_1 k + (n A + 1 - a) \mathfrak{T} \sigma - S}{[n A + 1 - a] \sigma} \quad \ldots\ldots 49$$

$$T_0 = \frac{\eta_1 k + (n O' + 1 - a) \sigma \mathfrak{T} - S}{[n . O' + 1 - a] \sigma} \quad \ldots\ldots 50$$

wo in der letzten Formel O' die zur Verbrennung von 1 Kilogr. Brennmaterial erforderliche Sauerstoffmenge bedeutet.

Da die Grösse $1 - a$ in den meisten Fällen gegen n A klein und auch $\mathfrak{T}$ nur gering ist, so kann für Verbrennung mit Luft noch angenäherter:

$$T_0 = \frac{\eta_1 k - S}{n A \sigma} \quad \ldots\ldots 51$$

gesetzt werden und ebenso

für gasförmige Brennmaterialien:

$$T_0 = \frac{\eta_1 k}{n A \sigma} + \mathfrak{T}_1 \quad \ldots\ldots 52$$

Um nun mit diesen Formeln numerisch zu rechnen, muss ausser dem calorimetrischen Effecte und der Analyse des Brennmaterials, der Temperaturen $\mathfrak{T}_1$, $\mathfrak{T}$, t auch die Wärmecapacität der Gase und ferner bekannt sein, wie die strahlende Wärmemenge S und der Wirkungsgrad η_1 zu ermitteln sind.

In Bezug auf die Bestimmung der letzten Grössen findet man Angaben bei den später folgenden Erörterungen respect. über die directe Heizfläche und den Feuerraum; bezüglich der specifischen Wärme aber würde nur zu entscheiden sein, ob die specifische Wärme bei constantem

Druck oder diejenige bei constantem Volumen aus den hinten beigefügten Tabellen zu entnehmen und in Anwendung zu bringen wäre.

Zufolge der Erörterungen auf Seite 16 müsste man, da die Temperatur T_0, oder der pyrometrische Effect T_p Factoren des fühlbaren Wärmegehaltes sind, die spec. Wärme bei constantem Volumen in Rechnung ziehen; aber wenn man an den von Favre und Silbermann aufgefundenen Werthen für den calorimetrischen Effect festhält, so würde die Anwendung dieser spec. Wärme unwahre Resultate liefern, da, wie schon Seite 40 auseinandergesetzt wurde, die experimentelle Ermittelung der Heizkraft in einer Weise geschehen ist, dass nicht der Wärmegehalt, sondern diejenige Wärme durch die Favre-Silbermann'schen Zahlen für k angegeben wird, welche man durch Abkühlung unter constantem Druck aus den Verbrennungsproducten gewann, oder mit andern Worten diejenige Wärmemenge, welche der Summe aus dem Wärmegehalte und der durch mechanische Arbeit erzeugten Wärmemenge gleich kam. Es sind aus diesen Gründen in die Formeln des pyrometrischen Heizeffectes und der Temperatur T_0 für σ, σ_2, σ_3 etc. die spec. Wärmen bei constantem Druck einzuführen.

Allerdings würde es folgerechter gewesen sein, wenn ich die Favre-Silbermann'schen Werthe in einer Weise abgeändert hätte, dass sie den Wärmegehalt angeben und dass demnach bei Bestimmung des pyrometrischen Effectes die specifische Wärme bei constantem Volumen in Rechnung kommen müsste, aber diese Abänderung schien aus den früher angeführten Gründen nicht rathsam.

Wie die numerische Behandlung der Formeln auf Seite 60 und 61 zeigt, liefert die Anwendung des Werthes 0,25 für die spec. Wärme bei constantem Druck besser mit der Wirklichkeit übereinstimmende Resultate, als diejenige des für atmosphärische Luft gültigen Werthes 0,237; deshalb wird in den später folgenden Rechnungen als mittlere spec. Wärme der Verbrennungsproducte jener Werth meistens verwendet und der Einfachheit wegen auch für atmosphärische Luft $\sigma = 0,25 = \frac{1}{4}$ angenommen werden.

Der pyrometrische Effect für das in Tabelle I analysirte Kiefernholz, für welches auf Seite 47 der Heizeffect zu 4607 sich berechnete, wird nach Formel 41 oder 41 . a, wenn man die Mitwirkung des Aschengehaltes vernachlässigt:

$$T_p = 4607 : \left\{ \begin{matrix} 3,66 \,.\, 0,4987 \,.\, 0,216 + 9 \quad 0,0609 \,.\, 0,475 + \\ [10 \,.\, 0,4987 + 30 \; (0,0609 - \frac{1}{8} \, 0,3441)] \; 0,244 \end{matrix} \right\}$$
$$= 2302 \text{ Grad Celsius.}$$

Die Temperatur, welche bei Verbrennung dieses Holzes in einem übermauerten, keine Wärme abgebenden Feuerraume hervorgebracht wird, sofern das Brennmaterial mit 0 Grad eingeführt, die Verbrennungsluft ebenfalls mit 0 Grad eintritt, die Quantität derselben doppelt

so gross, als die theoretisch erforderliche Menge, und der Wirkungsgrad $\eta_1 = 1$ ist, ergiebt sich nach Formel 43 zu:

$$T_0 = 4607 : \left\{ \begin{array}{l} 3{,}66 \,.\, 0{,}4987 \,.\, 0{,}216 + 9 \,.\, 0{,}0609 \,.\, 0{,}475 + \\ {[10 \,.\, 0{,}4987 + 30 \,.\, (0{,}0609 - \tfrac{1}{8}\, 0{,}3441)]\, 0{,}244} + \\ {[12{,}7 \,.\, 0{,}4987 + 38{,}1\, (0{,}0609 - \tfrac{1}{8}\, 0{,}3441)]\, 0{,}237} \end{array} \right\}$$
$$= 1261 \text{ Grad.}$$

Das letzte Glied des Nenners giebt die theoretische Verbrennungs-Luftmenge, multiplicirt mit deren specifischer Wärme an; sie ist daher = 7,017 Kilogr. und berechnet, in Formel 49 eingeführt, die Temperatur T_0 zu:

$$T_0 = \frac{4607}{[2 \,.\, 7{,}017 + 1] \,.\, 0{,}237} = 1300 \text{ Grad}$$

in Formel 51 eingesetzt zu:

$$T_0 = \frac{4607}{2 \,.\, 7{,}017 \,.\, 0{,}237} = 1390 \text{ Grad.}$$

Nimmt man dagegen die mittlere specifische Wärme der Verbrennungsproducte zu 0,25 an, so wird aus dieser letzten Formel:

$$T_0 = \frac{4607}{2 \,.\, 7{,}017 \,.\, 0{,}25} = 1316 \text{ Grad.}$$

Nach diesem Einzelfalle zu schliessen würde daher die genaue Formel den kleinsten Werth für die Temperatur im Feuerraume liefern, die einfachste aber mit Annahme von $\sigma = 0{,}25$ einen näher an der Wirklichkeit liegenden Werth geben, als mit $\sigma = 0{,}237$, weshalb $\sigma = 0{,}25$ nicht blos der Einfachheit wegen, sondern auch aus diesem Grunde bei den später folgenden Rechnungen verwendet wird. Aus der numerischen Rechnung ist deutlicher zu erkennen, dass die genaue Formel deshalb den kleinsten Werth berechnet, weil der Wasserdampf eine sehr hohe specifische Wärme hat und auch in ziemlich bedeutender Menge in dem behandelten Holze enthalten ist; diese, den Experimenten Regnault's entnommene specifische Wärme ist nach andern Experimentatoren noch bedeutender, könnte also nicht etwa für zu gross erklärt werden. Je grösser der Wasserstoffgehalt, desto stärker werden die Abweichungen der angenäherten von der genauen Formel hervortreten, und ebenfalls werden sie bedeutender sein, wenn, was hier nicht der Fall ist, das Holz in ungedörrtem, oder gar nassem Zustande Verwendung findet.

Die Bockwaer Steinkohle, deren Analyse in Tabelle V eingeschrieben ist, liefert unter den Annahmen, dass die Mitwirkung des Aschengehaltes übersehen, dass die Temperatur der Verbrennungsluft, wie die des eingetragenen Brennmaterials = 0, dass der Wirkungsgrad $\eta_1 = 1$ gesetzt werden kann und die Verbrennung in einem, die strahlende Wärme nicht absorbirenden Raume vorgeht, folgende Resultate:

Nach Seite 47:

$$k = 7300$$

Nach Formel 41 oder 41a:

$$T_p = 7300 : \left\{ \begin{array}{l} 3,66 \,.\, 0,754 \,.\, 0,216 + [9 \,.\, 0,04497 + 0,06613]\, 0,475 \\ + [10 \,.\, 0,754 + 30\, (0,04497 - \tfrac{1}{8} \,.\, 0,05721)]\, 0,244 \end{array} \right\}$$

$$= 2506 \text{ Grad.}$$

Ferner, wenn $n = 2$, also angenommen wird, dass die doppelt theoretische Luftmenge zur Verbrennung erforderlich sei, nach Formel 43:

$$T_0 = 7300 : \left\{ \begin{array}{l} 3,66 \,.\, 0,754 \,.\, 0,216 \\ + [9 \,.\, 0,04497 + 0,06613]\, 0,475 \\ + [10 \,.\, 0,754 + 30 \,.\, (0,04497 - \tfrac{1}{8}\, 0,05721)]\, 0,244 \\ + [12,7 \,.\, 0,754 + 38,1\, (0,04497 - \tfrac{1}{8} \,.\, 0,05721)]\, 0,237 \end{array} \right\}$$

$$= 1325 \text{ Grad.}$$

Die theoretisch erforderliche Luftmenge nach Formel 31:

$$A = 12,7 \,.\, 0,754 + 38,1\, (0,04497 - \tfrac{1}{8} \,.\, 0,05721) = 11,01$$

Die Temperatur T_0 nach der Annäherungsformel 49:

$$T_0 = \frac{7300}{(2 \,.\, 11 + 1)\, 0,237} = 1339^0$$

nach Annäherungsformel 51 und mit $\sigma = 0,237$

$$T_0 = \frac{7300}{2 \,.\, 11 \,.\, 0,237} = 1400^0,$$

nach derselben Formel, aber mit $\sigma = 0,25$

$$T_0 = \frac{7300}{2 \,.\, 11 \,.\, 0,25}\ 1327 \text{ Grad.}$$

Durch dieses Beispiel werden die zu dem vorigen angeführten Bemerkungen nur bestätigt, ja es zeigt sich in diesem Falle sogar noch frappanter, dass die Annäherungsformel 51 mit Einführung von $\sigma = 0,25$ genauere Werthe liefert, als mit Einführung von $\sigma = 0,237$ und auch genauere Werthe, als Formel 49.

Da die Abweichungen der angenäherten Formeln hauptsächlich durch den Wasserstoffgehalt des Brennmaterials veranlasst werden und die Steinkohlen weniger Wasserstoff enthalten, als das Holz, so stimmen überhaupt die Resultate der Annäherungsformeln bei den Steinkohlen besser als bei dem Holze mit den genauen Formeln überein, noch besser aber bei der Holzkohle und dem Kok.

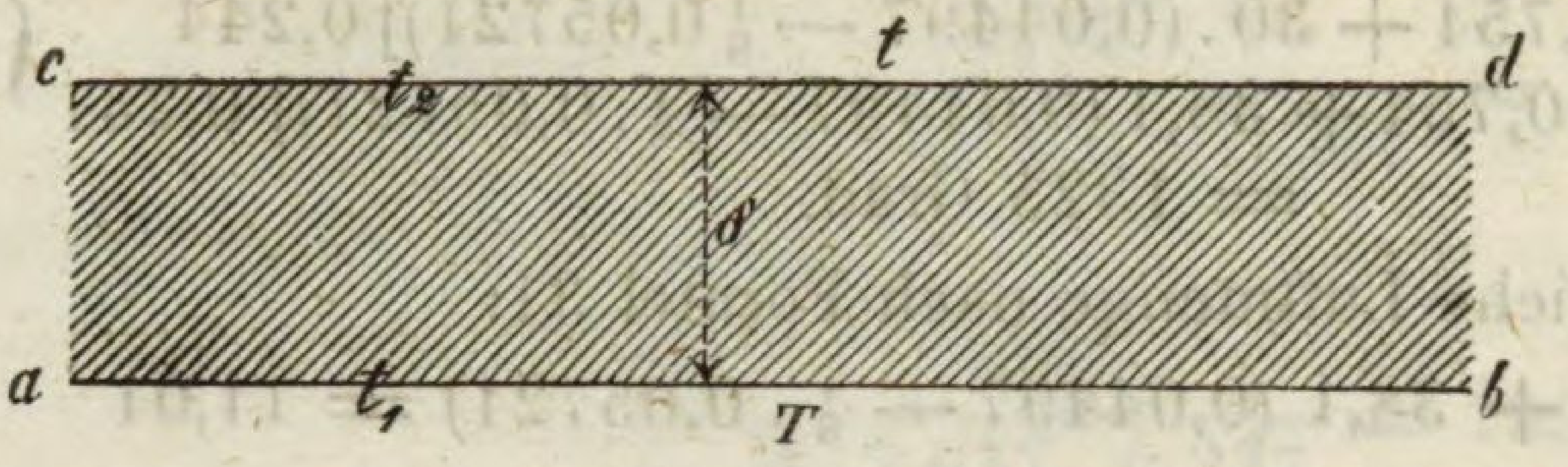
Um den pyrometrischen Effect oder die Temperatur T_0 durch Beobachtung zu finden, wendet man entweder directe Messung gestattende Pyrometer an, oder Instrumente, deren Angaben noch einer Rechnung bedürfen. Hiervon ist ausführlicher im Anhange die Rede.

II.

Wärmeüberführungsfähigkeit der Scheidewände und der Heizflächen — Abkühlung von Räumen — Grösse der Heizfläche — Wirkungsgrad der Heizfläche.

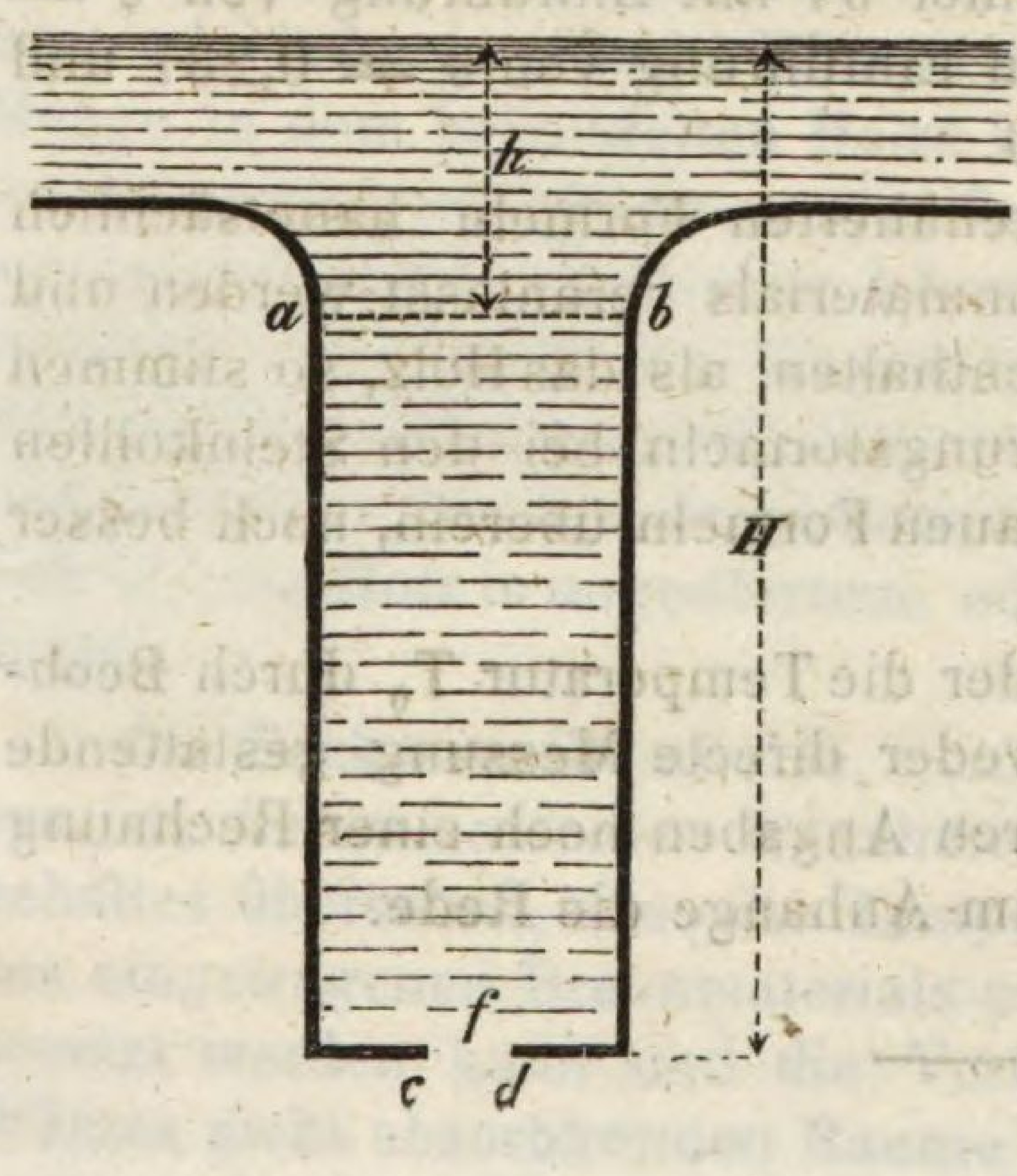
Denkt man an eine Gefässwand *abcd*, welche einerseits mit einer Flüssigkeit von der Temperatur *t*, andererseits mit einem Gase von der Temperatur *T* in Berührung sich befindet, so ist man beim ersten Anblick zu glauben leicht geneigt, die Gefässwand beeinflusse die Quantität der vom wärmeren Gase in die kältere Flüssigkeit überströmenden Wärme nur mit ihrer Leitungsfähigkeit und ihrer Dicke. Allein bei eindringenderer Betrachtung wird man zugeben müssen, dass dem Ueberströmen der Wärme nicht nur der Leitungswiderstand, sondern auch ein Widerstand entgegensteht, welcher beim Uebertritt der Wärme aus dem Gase in die Oberfläche *a b* und beim Uebertritt aus der Oberfläche *c d* in die Flüssigkeit sich geltend macht, und dass demnach trotz bedeutender Leitungsfähigkeit der Gefässwand die übergeführte Wärmemenge dennoch gering sein kann, wenn nämlich das Aufnahme- und Abgabevermögen der Oberflächen *ab* und *cd* von geringem Betrage ist.

Fig. 4.



Mit den Lehren der Hydraulik vertraut, denke man sich als Analogon hierzu ein fortwährend in gleicher Höhe mit Wasser voll erhaltenes Gefäss, an dessen Boden eine Röhre *a b c d* mit der Oeffnung *c d* $= f$ angebracht ist. Durch diese Röhre wird beständig Wasser ausfliessen und die Menge desselben nicht allein von der Grösse der Ausströmungsöffnung *f* und der der Druckhöhe *H* entsprechenden Ausflussgeschwindigkeit, sondern auch von der Wasserquantität abhängen, welche durch die Einströmungsöffnung *ab* zu fliessen vermag u. welche die Röhre zu leiten fähig ist. Bei der Druckhöhe *h* kann nämlich durch den Querschnitt $a\,b = F$ die Menge

Fig. 5.



$q_1 = F\sqrt{2\,gh}$ fliessen, durch f kann, wenn die Leitungswiderstände (Reibungswiderstände) weggedacht werden, die Menge $q_3 = f\sqrt{2\,g\,H}$ strömen, und von der Röhre kann eine Menge q_2 geleitet werden, die sich unter Berücksichtigung der Reibungswiderstände durch eine hier nicht weiter anzugebende Formel berechnet. Ist nun f sehr klein, so strömt durch F nicht die durch q_1 bezeichnete, sondern eine geringere Menge, ist f sehr gross, so fliesst nicht q_3, sondern nur q_1 aus, und endlich ergiesst sich unter den ersten Umständen aus f nicht q_3, sondern eine durch die Reibungs- oder Leitungswiderstände verringerte Quantität, so dass, wie bei dem Uebergange der Wärme, die Ausflussmenge nicht allein von der Leitungsfähigkeit der Röhre, noch allein von dem Einströmungsvermögen der Mündung ab, noch allein von dem Ausströmungs- oder Abgabevermögen der Oeffnung f, sondern von allen dreien zugleich abhängt.

Um hierüber durch noch eine andere Betrachtungsweise klar zu werden, denke man sich obige Gefässwand aus durchweg homogenem Materiale, von der Dicke δ und sehr grosser Flächenausdehnung, und das von überall gleicher und constanter Temperatur unter $a\,b$ zuführende Heizgas eben hinzugetreten, so ist zu erkennen, dass nach einiger Zeit der Berührung durch $a\,b$ eine gewisse Wärmemenge gedrungen sein wird, die sich im Innern von $a\,b\,c\,d$ fortpflanzt. Diese Fortpflanzung oder Leitung wird, wenn das Material homogen ist, in geraden, normal auf $a\,b$ stehenden Linien vor sich gehen, so dass die Temperaturen an allen Orten einer mit $a\,b$ parallel liegenden Fläche gleich gross sein, in der Aufeinanderfolge der Flächen aber allmählich abnehmen werden. Indem sich nun die Wärme in dieser Weise fortpflanzt, erreicht sie nach gewisser Zeit die Fläche $c\,d$ und wird von dieser ausgestrahlt. Würde sie am Ausstrahlen verhindert, also in der Platte zurückgehalten, so würden die Temperaturen in den aufeinanderfolgenden Parallelschichten immer mehr einander gleich werden, und nach Verlauf einer sehr langen Zeit hätte die Gefässwand an allen Punkten dieselbe Temperatur. Strahlt sie aber wirklich aus, so werden nach längerer Zeit sowohl die Oberfläche $c\,d$, als jede der gedachten Parallelschichten und als die Oberfläche ab stationäre, aber von einander verschiedene Temperaturen haben, sofern die Temperatur des Heizgases und der zu erwärmenden Flüssigkeit fortwährend constant, also fortwährend $=$ T, respective $=$ t bleibt. Werden nun diese Temperaturen mit t_1, Θ und t_2 bezeichnet, so ist einzusehen, dass die von ab aufgenommene Wärmemenge von der Temperaturdifferenz $(T - t_1)$, die von $a\,b\,c\,d$ geleitete von der Differenz $(t_1 - t_2)$ und die von $c\,d$ abgegebene von der Differenz $(t_2 - t)$ abhängig, dass ferner die Grösse von t_1 durch die Leitungsfähigkeit und die Grösse von t_2 durch die Abgabefähigkeit bedingt und dass daher endlich die übergeführte Wärmemenge von Aufnahme-, Leitungs- und Abgabefähigkeit zugleich beeinflusst sein wird.

Nach diesen vorläufigen Betrachtungen sei jetzt angenommen, das Gas wäre so lange mit *ab* in Berührung gewesen, dass die Temperaturen t_1, Θ und t_2 stationär geworden sind, oder mit andern Worten, dass der Beharrungszustand in der Wärmeüberführung eingetreten sei. Alsdann wird die von *ab* aufgenommene Wärmemenge w_1 der geleiteten w_2 und der von *cd* abgegebenen gleich sein, also die Gleichung:

$$w_1 = w_2 = w_3 = W$$

Gültigkeit haben, wenn W die gesammte übergeführte Wärmemenge bedeutet. Hiernach sollte man auf den ersten Blick meinen, dass zu Ermittelung dieser Wärmemenge W nur w_1, oder w_2, oder w_3 berechnet zu werden brauchte; indessen da, wie oben erwähnt, w_1 eine Function von $(T - t_1)$, w_2 eine Function von $(t_1 - t_2)$ und w_3 eine Function von $(t_2 - t)$, und da wiederum t_1 von w_2 und t_2 von w_1 und w_3 abhängig ist, so wird eine Berechnung aller 3 Wärmemengen, oder der von ihnen abhängigen Temperaturen t_1 und t_2 erforderlich.

Im Allgemeinen kann man nun schreiben:

$$w_1 = f\,[F, (T - t_1), k_1]$$
$$w_2 = \varphi\,[F, (t_1 - t_2), k_2, \delta]$$
$$w_3 = \psi\,[F, (t_2 - t), k_3]$$

sofern F die Fläche der Gefässwand, k_1, k_2 und k_3 Coefficienten, welche die pro Zeiteinheit, pro Flächeneinheit und pro Temperaturdifferenz-Einheit respective aufgenommenen, geleiteten und abgegebenen Wärmemengen angeben, und f, φ und ψ Functionszeichen bedeuten, welche ausdrücken, dass w_1, w_2 und w_3 zu den in die Klammern gesetzten Grössen in einer bestimmten, vorläufig noch unbekannten Beziehung stehen.

Unsere nächste Aufgabe würde sein müssen, diese Beziehung zu ermitteln.

Wärmeleitung; Bestimmung von w_2. — In Bezug auf die Wärmeleitung nimmt man nach dem Vorgange Newton's an, die Temperatur in einer normal auf den beiden Oberflächen gedachten Geraden verändere sich gleichmässig, oder mit andern Worten, die Temperaturabnahme in dieser Normalen sei proportional dem Abstande von *ab*, so dass, wenn Θ die Temperatur in einem Punkte bedeutet, der in der Entfernung z von *ab* liegt, das Verhältniss

$$\frac{t_1 - \Theta}{t_1 - t_2} = \frac{z}{\delta}$$

stattfinde, woraus die Temperatur

$$\Theta = t_1 - \frac{t_1 - t_2}{\delta} z$$

sich berechnet. Aus dieser Annahme ergiebt sich dann, dass die Wärme w_2, welche in der Zeiteinheit durch die Fläche F einer Parallelschicht geleitet wird:

$$w_2 = k_2 \frac{t_1 - t_2}{\delta} F \; . \; . \; . \; . \; . \; 54$$

ist, wenn k_2 einen Coefficienten angiebt, der mit der Stoffart der Platte *abcd* variirt, und welcher Wärmeleitungscoefficient genannt wird.

Wie dieser Ausdruck (54) aus (53) abgeleitet ist, gebe ich nicht weiter an, weil man ebenso ungezwungen, als die auf den Ausdruck (53) führende Annahme, eine andere aufstellen kann, deren directer Ausspruch die Formel (54) liefert.*)

Diese Annahme, die auch Redtenbacher gut heisst, besteht demnach darin, die in der Zeiteinheit geleitete Wärmemenge umgekehrt proportional der Plattendicke und direct proportional der Fläche, der Oberflächentemperaturdifferenz und einem Coefficienten k_2 zu setzen, welcher die Wärmemenge angiebt, die in der Zeiteinheit von der Flächeneinheit und Dickeneinheit bei der Einheit der Temperaturdifferenz geleitet wird.

Das Experiment hat gezeigt, dass diese Formel (54) ein Naturgesetz allerdings nicht darstellt, da ihr Ausspruch namentlich für Holz sehr weit von der Wirklichkeit absteht,**) dass sie aber auf Grund von Péclet's Experimenten***) für Metalle und zu pyrotechnischen Zwecken verwendete Materialien als hinreichend genau angenommen werden darf, weshalb sie auch hier beibehalten werden soll.

Sie kann sogar noch für die Fälle gelten, in welchen nicht, wie bisher angenommen wurde, die Temperatur des Heizgases und der zu erwärmenden Flüssigkeit an allen Orten constant ist, sondern wo nach der Längenrichtung der Platte diese Temperatur variirt. In diesen Fällen würde genau genommen die Wärme nicht als in gerader Linie durch die Platte sich bewegend gedacht werden können, sondern wegen der

*) In seiner „Théorie analytique de la chaleur, pag. 46“ giebt Fourier einen indirecten Beweis für (53), aber dieser Beweis enthält, genauer besehen, Sophismen, und Poisson, der später als Fourier seine „Théorie mathématique de la chaleur“ schrieb und die Fortpflanzung der Wärme im Innern der Körper von ganz allgemein gültigen Gesichtspunkten ausgehend behandelte, gelangt auch zu Formel (54) nur unter der ausdrücklichen Sonderannahme (pag. 259), die Temperaturveränderung könne durch (53) dargestellt werden.

Eine andere Ableitung der Formel (54), die scheinbar ohne Voraussetzung der umgekehrten Proportionalität zwischen Temperaturveränderung und normalem Abstande von der unteren Plattenfläche durchgeführt ist, findet sich in „Förster's Bauzeitung, 9ter Jahrgang, 1844, Seite 34.“ Der Autor, Herr Hoffmann, setzt die Wärmemengen einander gleich, welche in gleichen Zeiträumen durch das Flächenelement 1ster und 2ter Ordnung dringen, und gelangt dadurch zu (54); allein die spätere Einführung eines Wärmeleitungscoefficienten, der von der Dicke der Platte abhängig ist, involvirt die Annahme der obigen Proportionalität, und daher ist auch diese Ableitung nur durch Trugschlüsse gewonnen.

**) G. Bischoff's und C. W. Böckmann's Versuche.

***) Traité de la chaleur.

Temperaturdifferenzen, die auch zwischen den seitlich aneinandergrenzenden Molekülen stattfinden, würde sie auch in der Längenrichtung der Platte sich verbreiten; ein Beharrungszustand im Wärmeaustausch würde in diesem Falle, streng genommen, erst nach unendlich langer Zeit eintreten.

Einige der für uns wichtigern Werthe, welche Péclet für den Coefficienten k_2 gefunden, resp. aus den von Despretz angegebenen, relativen Leitungsfähigkeiten berechnet hat, also die Wärmemengen, welche bei einer Oberflächen-Temperaturdifferenz von 1 Grad C. und einer Plattendicke von 1 Meter durch jedes Quadratmeter Oberfläche pro Stunde gehen, sind für:

Eisen	28	Calorieen.
Kupfer	69	„
Zinn	22	„
feinkörnigen, grauen Marmor	3,48	„
grobkörnigen, weissen Marmor	2,78	„
feinkörnigen Kalkstein	1,1	„
gebrannten Thon	0,6	„
Tannenholz { senkrecht zur Faser	0,093	„
Tannenholz { parallel mit der Faser	0,17	„
Eichenholz (parallel mit der Faser)	0,211	„
Glas	0,8	„

Note. Die Gesetze der Wärmefortpflanzung auf dem Wege mathematischer Speculation aufzufinden wurde zuerst von Lambert, dann von Biot (1804), von Fourier (1807), von Laplace (1810), von Lamé (1833) und von Poisson (1835) versucht. Ein flüchtiger Blick in des letzteren „Théorie mathématique de la chaleur“ wird hier am Platze sein.

Auf pag. 13 seines Werkes liest man:

„Meine mathematische Theorie der Wärme ist auf die allgemeine Hypothese einer molecularen Strahlung gegründet. Wir nehmen an, dass alle materiellen Theile der Körper, so klein sie auch gedacht werden mögen, fortwährend Wärme ausstrahlen und verschlucken.*) Wir setzen ferner voraus, dass die Ausstrahlung gleich und ohne Unterbrechung nach allen Richtungen von jedem Theile des Innern, wie der Oberfläche eines Körpers vor sich gehe. Hieraus folgt ein continuirlicher Wärmeaustausch zwischen den sehr nah aneinanderliegenden Theilen eines festen oder flüssigen Körpers, oder zwischen den Theilen zweier verschiedener Körper, deren Oberflächen einander sehr genähert sind.“

Man denke sich in einem Körper A einen Punkt M und um M einen Theil m, dessen Dimensionen unvorstellbar klein sind, der aber trotzdem eine sehr grosse Menge von Molekülen enthält. Man nehme die Natur von m und seine Temperatur als gegeben an, so wird die Wärmemenge, welche nach allen Richtungen durch diesen materiellen Theil in ebenfalls gegebener Zeit ausgestrahlt wird, als seiner Masse m und dieser Zeit proportional betrachtet werden können. Bezeichnen wir also mit Π die Wärmequantität, welche während der Zeiteinheit von der Masseneinheit ausgestrahlt wird

*) Die neuere Wärmetheorie, die „mechanische“, nöthigt allerdings zu einer andern Vorstellung, was indessen auf Poisson's Untersuchungen keinen materiellen Einfluss hat.

Wärmeabgabe. — Um die Gleichung $w_3 = \psi\ [F, (t_2 - t), k_3]$ in bestimmte Grössen aufzulösen, hat man meistentheils den experimentell

(wobei diese Masseneinheit von derselben Natur als m sein muss) und nehmen eine Temperatur u an, welche constant und gleich der am Ende der Zeit t ist, so werden wir durch Π m dt die Wärmemenge ausdrücken können, welche im Augenblicke dt von m ausgestrahlt wird. Die Quantität wird von u und m abhängen; sie wird mit u wachsen. Die Wärmemenge, welche m während einer Zeit τ emittirt, wird durch: $m \int_0^\tau \Pi\, dt$ ausgedrückt werden können; aber diese absolute Quantität wird immer unbekannt bleiben, da kein Phänomen weder für einen Theil von A noch für den ganzen Körper sie kennen lehrt, sondern Experiment sowohl als Calcül immer nur die Differenz zwischen den Wärmemengen bestimmt, welche von einem Körper während gleicher Zeiten ausgestrahlt und verschluckt werden.

Wegen der ausserordentlich grossen Anzahl von Molekülen, aus denen m zusammengesetzt ist, können wir, wie bereits angeführt, auch annehmen, dass die Wärmeabgabe nach allen Richtungen um M gleich und ebenso sei, als wenn der Theil m isolirt wäre. Beschreibt man demnach vom Punkte M als Centrum und mit irgend einem Radius r eine sphärische Oberfläche und nimmt vorläufig keine Rücksicht auf die Absorption, welche um M herum stattfindet, so wird diese Oberfläche sämmtliche von m emittirte Wärme Π m dt empfangen und proportional ihrer Grösse für jedes ihrer Theilchen aufnehmen. Die ganze sphärische Oberfläche ist $= 4\pi r^2$; ein Theilchen oder Element s derselben nimmt daher von der Wärmemenge Π m dt die Menge:

$$\frac{s\, \Pi\, m\, dt}{4\pi r^2}$$

auf. Denkt man sich vom Umfange des Flächenelementes s alle Radien gezogen, so wird dadurch ein Conus gebildet, dessen Spitze in M liegt. Betrachtet man eine mit dem Radius $r + \eta$ beschriebene Oberfläche s_1, die innerhalb desselben Conus liegt, so ist die Wärmemenge, welche diese aufnimmt,

$$= \frac{s_1}{4\pi (r + \eta)^2}\, \Pi\, m\, dt$$

und wegen:

$$\frac{s}{4\pi r^2} = \frac{s_1}{4\pi (r + \eta)^2} = \sigma;$$

die Wärmemenge, welche von einer irgend wie vom Mittelpunkte entfernten Oberfläche jenes Kegels aufgenommen wird

$$= \sigma\, \Pi\, m\, dt.$$

Wenn wir jetzt aber auf die Wärmeabsorption im Innern des Körpers A Rücksicht nehmen, so wird die, während des Augenblicks dt von m nach einer gegebenen Richtung emanirte Wärmemenge $\sigma \Pi$ m dt gleich $p\, \sigma\, \Pi$ m dt gesetzt werden müssen, wenn p ein Coefficient ist, der als Function von r auftritt und für $r = o$ der Einheit gleich ist. Um Bestimmung von p handelt es sich nun.

Zu dem Ende bezeichne man diesen Coefficienten für $r = r$ mit p und für $r = r + \eta$ mit p_1; dann ist der Bruchtheil Wärme, welcher auf s fällt $= p\, \sigma\, \Pi$ m dt und der, welcher auf s_1 fällt $= p_1\, \sigma\, \Pi$ m dt, also die beim Uebergange von s nach s_1 absorbirte Wärmemenge

$$= (p - p_1)\, \sigma\, \Pi\, m\, dt \ .\ .\ .\ .\ (a).$$

Eine der einfachsten und natürlichsten Hypothesen ist, dass diese beim Uebergange von s_1 nach s verschluckte Wärmemenge proportional sei: der eingestrahlten Wärme $p\, \sigma\, \Pi$ m dt, der sehr kleinen Dicke η, der Dichtigkeit

5*

ermittelten Gesetzen der Abkühlung sich zugewendet, indem man annahm, dass die Wärmemenge w_2, welche unter Voraussetzung einer fortwährend constanten Temperatur t_2 von der Oberfläche F und pro Zeiteinheit abgegeben wird, derjenigen gleichzusetzen sei, welche

ϱ_1 dieser Schicht und einem Coefficienten q_1, welcher mit der absorbirenden Materie und mit der Temperatur variiren kann, so dass also die absorbirte Wärmemenge sich ausdrückt durch:

$$q_1 \varrho_1 \eta p \varrho \Pi m dt \ldots\ldots (b).$$

Setzt man diesen Ausdruck dem früher gefundenen (a) gleich und unterdrückt den gemeinschaftlichen Factor, so wird

$$p - p_1 = q_1 \varrho_1 \eta p \ldots\ldots (c).$$

Nach dem Taylor'schen Theoreme ist:

$$p_1 - p = \frac{dp}{dr} \eta + \frac{1}{2} \frac{d^2p}{dr^2} \eta^2 + \text{etc.} \ldots^{*)}$$

und von dieser Reihe genügt es, das 1ste Glied zu behalten, so dass also

$p - p_1 = -\frac{dp}{dr} \eta$ und wegen (c):

$$\frac{dp}{dr} = - q_1 \varrho_1 p$$

wird. Für einen homogenen Körper von überall gleicher Temperatur ist $q_1 \varrho_1$ constant und es wird daher

$$\int_1^p \frac{dp}{p} = - q_1 \varrho_1 \int_0^r dr, \; p = e^{-r q_1 \varrho_1}$$

wo e die Basis der natürlichen Logarithmen. Daher ist die von m ausströmende Wärmemenge, welche jeden Augenblick das auf r normale Element s erreicht:

$$= \frac{s \Pi m dt}{4 \pi r^2} e^{-r q_1 \varrho_1} \ldots\ldots (d)$$

Die Quantität q_1 kann man das Absorptions- und die Quantität Π das Emissionsvermögen nennen.

Indem nun Poisson mit Hülfe der bekannten Erfahrungsgesetze sowohl Π, als q_1 näher bestimmt und Gleichung (d) auf sämmtliche Körpertheilchen ausdehnt, gelangt er zu den Formeln, welche die Wärmefortpflanzung berechnen lassen. Aus Gleichung (d) folgt zunächst, dass die Wärmemengen, welche alle, gleichweit von einem Punkte M abstehenden Elementarflächen aufnehmen, gleich gross sind und dass für verschiedene Distanzen diese Wärmemengen mit $\frac{1}{r^2} e^{-r q_1 \varrho_1}$ variiren. Für den leeren Raum ist das Absorptionsvermögen $q_1 = 0$, also für denselben die Formel (d)

$$= \frac{s \Pi m dt}{4 \pi} \cdot \frac{1}{r^2}$$

was so viel heisst, dass im leeren Raume die Wärmequantitäten mit dem Quadrat der Entfernung abnehmen (bekanntes Erfahrungsgesetz der Strahlung). Für die Luft, oder andere Gase ist q_1 sehr klein; für feste Körper dagegen kann man annehmen, dass die moleculäre Strahlung unmerklich sei, und dann ergiebt sich (siehe Poisson, pag. 258) für den im Texte besprochenen besondern Fall die Formel:

$$w_2 = k_2 \frac{t_1 - t_2}{\delta} F.$$

*) Weil $p = f(r)$ und $\eta = dr$ zu setzen. Anmerk. des Referenten.

während derselben Zeiteinheit durch Abkühlung, also bei abnehmender Temperatur, unter der Bedingung aus F verschwindet, dass die Anfangs- und Endtemperatur als arithmetisches Mittel die Temperatur t_2 liefern.

Unter dieser Voraussetzung führen nachstehende Schlussfolgerungen zur Lösung von $\psi\,[F, (t_2 - t_1), k_3]$.

Ein in allen Punkten gleich stark temperirter Körper vom Gewichte G und der specifischen Wärme σ, der in der Zeit dz, um dt Grade sich abkühlt, verliert in dieser Zeit die Wärmemenge

$$dw = G \cdot \sigma \cdot dt \quad \ldots\ldots \quad 55.$$

Die Abkühlungsgeschwindigkeit eines Körpers messen wir durch die Anzahl von Temperaturgraden, welche er in 1 Secunde verliert. Verschwinden in dz Secunden dt Grade, so verschwinden in 1 Secunde $\frac{dt}{dz}$ Grade, bezeichnet man daher die Abkühlungsgeschwindigkeit mit $\triangle$, so ist:

$$\triangle = \frac{dt}{dz},$$

$$dt = \triangle\, dz.$$

Wird dieser Werth für dt in Gleichung (55) gesetzt, so findet sich:

$$dw = G\, \sigma \triangle\, dz$$

und hieraus die in 1 Secunde durch Abkühlung verschwindende Wärmemenge:

$$w' = G\, \sigma \int_0^1 \triangle\, dz.$$

Nun kann man annehmen, die Variation der Geschwindigkeit mit der Zeit sei während 1 Secunde so unbedeutend, dass $\triangle$ für dieses Zeitintervall als constant angesehen werden dürfe, und dann ist

$$w' = G\, \sigma \triangle.$$

Hat der betrachtete Körper die Oberfläche O, so fliessen durch die Oberflächeneinheit in jeder Secunde

$$\frac{G\, \sigma \triangle}{O} \quad \ldots\ldots \quad 56$$

Wärmeeinheiten; man kann daher die Wärmemenge, welche die Oberflächeneinheit eines auf constanter Temperatur erhaltenen Körpers in der Zeiteinheit abgiebt, durch die Abkühlungsgeschwindigkeit $\triangle$ berechnen, wenn man die vorhin gestellten Annahmen zulässt.

Nun haben Dulong und Petit gefunden, dass die Abkühlungsgeschwindigkeit durch die Formel:

$$\triangle = m\, a^{t_1} (a^{T - t_1} - 1) + n\, (T - t)^{1,233}$$

sich berechnen lasse, wenn T die Temperatur des erkaltenden Körpers in einem bestimmten Zeitmomente, t_1 die der Wandungen des ihn umschliessenden Raumes, t die des ihn umgebenden Mediums, a eine für alle Körper constante Grösse $= 1{,}0077$ bedeutet und m und n Coeffi-

cienten sind, von denen der erste nur mit der Grösse und der Oberflächenbeschaffenheit, der zweite nur mit der Grösse des Körpers und der Natur und Spannung des berührenden Mediums variirt.

Soll dieser Werth für die Abkühlungsgeschwindigkeit durch Einführung in Gleichung (56) benutzt werden, so ist zu bedenken, dass m wesentlich von G abhängt, oder dass $\triangle$ mit G variirt; denn unter sonst gleichen Umständen wird $\triangle$, d. h. die Anzahl von Graden, welche der erkaltende Körper in der Secunde verliert, für ein grösseres Gewicht G desselben Körpers geringer sein. Um daher Gleichung (56) benutzen zu können, muss man diejenigen Werthe für G und σ einführen, welche für die von Dulong und Petit verwendeten Körper Gültigkeit haben. Dulong und Petit, die nur die Gesetze der Abkühlung zu erforschen und nicht die durch die Flächeneinheit ausströmende Wärmemenge zu bestimmen sich vorgesetzt hatten, wendeten aber zu ihren Versuchen nur Thermometer an und zwar von geringen Dimensionen, damit ein gleichmässiges Erkalten der ganzen Masse angenommen werden durfte; man kann daher die Versuche dieser Gelehrten für den vorliegenden Fall nur benutzen, um die durch die Oberfläche ihrer Versuchsthermometer abgeflossene Wärmemenge zu bestimmen, nicht aber diejenige, welche der Oberflächeneinheit der hier in Betracht kommenden Körper entströmt.

Aus diesem Grunde hat Péclet neue Versuche angestellt, bei denen er die Abkühlungsgeschwindigkeits-Formel von Petit-Dulong benutzte und demnach hauptsächlich die Coefficienten m und n ermittelte. Er fand, dass die durch blosse Strahlung aus jedem Quadratmeter Oberfläche und jeder Stunde verschwindende Wärmemenge R sich berechnen lasse durch:

$$R = 124{,}72 \,.\, K \,.\, a^{t_1} (a^{T-t_1} - 1)\text{*)},$$

wenn a dieselbe Bedeutung wie in der Petit-Dulong'schen Formel hat, also für alle Körper constant und = 1,0077 ist, T die Temperatur der strahlenden Oberfläche, t_1 diejenige der Umgebungswände des den strahlenden Körper aufnehmenden Raumes und K einen Coefficienten bedeutet, der nur mit der Oberflächenbeschaffenheit variirt.

Er fand ferner, dass die in derselben Zeit und durch dieselbe Flächengrösse bloss durch Contact verschwindende Wärmemenge

$$A = 0{,}552\, K' (T-t)^{1,233}$$

sei — worin t die Temperatur des umgebenden Mediums und K' ein Coefficient ist, der nur mit der Grösse und Form des erkaltenden Körpers variirt — und dass daher die Gesammtwärmemenge, welche pro □ Meter Oberfläche und pro Stunde abgegeben wird,

$$= R + A = 124{,}72\, K\, a^{t_1} (a^{T-t_1} - 1) + 0{,}552\, K' (T-t)^{1,233}$$

gesetzt werden könne. Er giebt endlich die aus denselben Experimenten abgeleiteten Näherungsformeln:

*) Péclet, Traité de la chaleur, 3me édit. T. I.

$$\left. \begin{array}{l} R = K\ (T-t_1)\ [1 + 0{,}0056\ (T-t_1)] \\ A = K'\ (T-t)\ [1 + 0{,}0075\ (T-t)] \end{array} \right\} \quad \ldots\ldots\ 56{,}a$$

an. Allein wenn man nachsieht, wie er seine Experimente anstellte, so kann man diese Formeln für einen Ausspruch der Gesetzmässigkeit, nach welcher die Wärmeabgabe durch die Oberfläche eines Körpers erfolgt, leider nicht gelten lassen.

Die Apparate, welche Péclet*) zu seinen Experimenten verwendete, bestehen nämlich aus sphärischen oder cylindrischen Gefässen, die aus den zu untersuchenden Stoffen angefertigt sind; in diese Gefässe wurde heisses Wasser gegossen und nun beobachtet, wie viel Wärme aus diesem Wasser bei einer gewissen Temperaturdifferenz zwischen Umgebung und **Wasser** durch Abkühlung verschwand. Dabei wurde das Wasser fortwährend in Bewegung gesetzt, so dass man eine gleichmässige Vertheilung der Temperatur im Innern des Gefässes wohl annehmen durfte, und die Gefässwände waren so dünn, dass man auch den Einfluss des Leitungswiderstandes als unbedeutend ansehen konnte; aber in wie weit und in welcher Weise der Uebergang der Wärme vom Wasser in die innere Oberfläche der Gefässwand mitwirkte oder wie hoch die Temperatur der äusseren Oberfläche war, darüber gab das Experiment keinen Aufschluss, sondern die von Péclet beobachtete, durch seine Formeln symbolisch dargestellte, aus dem Wasser jedesmal verschwundene Wärmemenge hängt gleichzeitig von dem Wärmeabgabevermögen der äussern und dem Wärmeaufnahmevermögen der innern Gefässoberfläche ab, und daher können jene Formeln zu Bestimmung von w_2 nicht verwendet werden.

Nur die Formel für die strahlende Wärme geht aus richtigen Beobachtungsbedingungen hervor, da sie aus der Differenz der Wärmemengen abgeleitet wurde, die bei nackter und bedeckter Oberfläche unter sonst gleichen Umständen aus den Gefässen verschwand, und auf diese Differenz die Wärmeaufnahmefähigkeit der innern Oberfläche keinen Einfluss hat.

Da zufolge dieser Erörterungen weder praktisch brauchbare und experimentell bestätigte Ausdrücke zu Berechnung von w_2 existiren, noch das Petit-Dulong'sche Abkühlungsgesetz streng genommen als Wärmeabgabegesetz gelten kann und demnach noch immer eine hypothetische Formel anzunehmen ist, so wird man die aus der Newton'schen Hypothese hervorgehende wählen, also w_2 der Temperaturdifferenz (t_2-t), der Fäche F und einem mit der Oberflächenbeschaffenheit variirenden Coefficienten proportional setzen, da diese Formel erfahrungsmässig für geringe Temperaturdifferenzen sehr angenäherte Resultate

*) Péclet, Nouveaux documents relatifs au chauffage et à la ventilation, Paris 1853.

liefert und ausserdem den Vortheil der Einfachheit hat. Selbst Péclet hat sie in seinen weiter führenden Rechnungen wegen ihrer Einfachheit verwendet und von seinen eigenen Formeln nur in besonderen Fällen Gebrauch gemacht.

Die Wärmemenge w_3, welche pro Stunde von der Oberfläche F abgegeben wird, soll also durch:

$$w_3 = k_3 (t_2 - t) F \quad \ldots\ldots 57$$

berechnet werden, wenn k_3 einen mit der Oberflächenbeschaffenheit variirenden und die Wärmemenge angebenden Coefficienten bedeutet, welche in der Stunde, bei der Temperaturdifferenz $(t_2 - t) = 1$ durch jedes □ Meter Oberfläche abfliesst.

Wärmeaufnahme. — Auch das die Wärmeaufnahme regelnde Gesetz ist noch nicht aufgefunden worden, sondern man pflegt diesen Vorgang ebenfalls mit den Newton'schen Annahmen mathematisch darzustellen, nimmt also an, die Wärmemenge, welche in gegebener Zeit von einem vor der innern Oberfläche einer Gefässwand vorüberfliessenden Gase an diese Oberfläche abgegeben wird, sei der Grösse dieser Fläche und der Temperaturdifferenz zwischen Gas und Oberfläche proportional. Ist k_1 ein mit der Oberflächenbeschaffenheit variirender Erfahrungscoefficient, welcher die Wärmemenge angiebt, die bei der Temperaturdifferenz von 1 Grad in jeder Stunde von jedem □ Meter aufgenommen wird, so würde also zu setzen sein:

$$w_1 = k_1 (T - t_1) F \quad \ldots\ldots 58.$$

Ueberführungscoefficient. — Wenden wir uns nun wieder zu dem Vorgange der Wärmeüberführung, der sich aus diesen drei besprochenen Einzelvorgängen zusammensetzt. Es wurde bereits näher erörtert, dass im Beharrungszustande, der hier nur in Betracht gezogen wird, die Wärmemengen w_1, w_2 und w_3 einander, wie der übergeführten Wärme W gleich sind und dass demnach diese übergeführte Wärmemenge sofort berechnet werden kann, sobald eine der Temperaturen t_2 oder t_1 durch die als bekannt vorauszusetzenden Grössen T und t bestimmt und in eine der Gleichungen für w_1, w_2 oder w_3 eingeführt ist. Wird nun zunächst Formel (57) mit (58) verbunden, also

$$k_3 (t_2 - t) = k_1 (T - t_1)$$

gesetzt, so ergiebt sich:

$$t_2 = \frac{k_1}{k_3} (T - t_1) + t$$

und durch Verbindung von (58) mit (54), also:

$$k_1 (T - t_1) = k_2 \frac{t_1 - t_2}{\delta},$$

$$t_1\left(\frac{1}{k_1}+\frac{\delta}{k_2}\right)=\frac{\delta}{k_2}T+\frac{1}{k_1}t_2$$
$$=\frac{\delta}{k_2}T+\frac{1}{k_1}\left[\frac{k_1}{k_3}(T-t_1)+t\right]$$

und hieraus:

$$t_1=\frac{\frac{1}{k_1}t+\left(\frac{\delta}{k_2}+\frac{1}{k_3}\right)T}{\frac{1}{k_1}+\frac{\delta}{k_2}+\frac{1}{k_3}}.$$

Schreibt man diesen Werth in Formel (58), so ergiebt sich wegen $w_1 = W$, die übergeführte Wärmemenge:

$$W=\frac{T-t}{\frac{1}{k_1}+\frac{\delta}{k_2}+\frac{1}{k_3}}F \quad .\ .\ .\ .\ .\ 59$$

Bezeichnet man die Wärmemenge, welche bei einer zwischen dem Heizgase und dem zu erwärmenden Körper herrschenden Temperaturdifferenz von 1 Grad von jedem □ Meter und pro Stunde übergeführt wird, mit w, so ist nach dieser Formel:

$$w=\frac{1}{\frac{1}{k_1}+\frac{\delta}{k_2}+\frac{1}{k_3}}=\frac{k_1\,.\,k_2\,.\,k_3}{k_2\,k_3+\delta\,k_1\,k_3+k_1\,k_2} \quad .\ .\ .\ .\ .\ 60$$

und hieraus ist zu erkennen, in welcher Weise der Wärmeüberführungscoefficient, wie man w nennen kann, von dem Wärme-Aufnahme-, Abgabe- und Leitungsvermögen abhängt. Ist k_1 oder k_3 sehr gross gegen den Leitungscoefficienten k_2, so hat die Dicke der Gefässwand sehr bedeutenden Einfluss auf die übergeführte Wärmequantität, und im entgegengesetzten Falle hängt diese Quantität zumeist von der Beschaffenheit der Oberflächen ab, während die Dicke der Gefässwand nur sehr untergeordnet mitwirkt. Daher hat bei Metallen, für welche die Leitungsfähigkeit, also der Coefficient k_2 gross, das durch k_3 gemessene Abgabevermögen aber klein ist, die Wanddicke fast gar keinen Einfluss, und ob sie 0,5, 1, 1,5, ja selbst 2 Centimeter beträgt, ist für die Menge der **übergeführten** Wärme beinahe ganz gleichgültig.

Sucht man nun, um w numerisch auszudrücken, nach Versuchen, welche über die Coefficienten k_1, k_2 und k_3 Aufschluss geben, so findet man leider über k_1 gar keine auf. Zwar meint Péclet, es könne $k_1 = k_3$ gesetzt werden und demnach

$$w=\frac{1}{\frac{2}{k_3}+\frac{\delta}{k_2}};$$

aber erstens ist diese Meinung durchaus nicht experimentell begründet, und zweitens würde sie für den vorliegenden Zweck ohne Nutzen sein, da erwähntermaassen auch die Werthe von k_3, wie sie Péclet zufolge seiner Experimente angiebt, keineswegs als richtig betrachtet werden dürfen. Dazu kommt noch, dass die Werthe für k_1 sowohl als k_3 nicht nur mit der Beschaffenheit der innern und äussern Oberfläche, sondern auch mit der Art und dem Zustande der berührenden Flüssigkeit sehr bedeutend variiren, so dass k_3 erheblich verschieden ist, je nachdem die äussere Oberfläche von Wasser, oder von Luft berührt wird, je nachdem diese Luft von geringer oder von hoher Spannung ist etc.; diese Wechselfälle aber von Péclet in nicht genügend ausgedehnte Untersuchung gezogen sind. Daher ist man also den Coefficienten w für die in der Praxis vorkommenden Fälle genau zu berechnen vorläufig noch nicht im Stande.

Wären übrigens die experimentellen Unterlagen zu dieser Berechnung gegeben, so würde noch zu berücksichtigen sein, dass die Gefässwände meistens nicht ganz rein, sondern mit Russ, Kesselstein etc. bedeckt sind und dadurch Formel (60) eine etwas andere Gestalt erhält. Man müsste alsdann die Gefässwand als aus mehren übereinanderliegenden Schichten zusammengesetzt betrachten und die Berechnung in ähnlicher Weise anstellen, wie es auf Seite 8 geschieht.

Ferner würde zu berücksichtigen sein, dass w auch von der Form der Gefässwand abhängt. Bislang wurde eine ebene Gefässwand angenommen. Betrachtet man aber nach einander noch cylindrische und sphärische, misst dabei F auf derjenigen Fläche, welche vom Heizgase berührt wird, und nennt:

$\overset{\frown}{\underset{\smile}{w}}$ den Wärmeüberführungscoefficienten für eine sphärische Fläche, welche mit der stärker gekrümmten Seite die zu erwärmende Flüssigkeit und mit der andern das Heizgas berührt,

$\overset{\frown}{w}$ den Coefficienten für eine cylindrische Fläche, welche in gleicher Beziehung, wie die vorige, zu der wärmenden und der zu erwärmenden Flüssigkeit steht,

$\bar{w}$ den Coefficienten für eine ebene Fläche,

$\overset{\smile}{w}$ den Coefficienten für eine cylindrische Fläche, die mit ihrer weniger gekrümmten Seite die zu erwärmende Flüssigkeit berührt,

$\overset{\smile}{\underset{\frown}{w}}$ den Coefficienten für eine sphärische Fläche, an deren äusserer Seite die zu erwärmende Flüssigkeit sich befindet,

so ergiebt sich:

$$\overset{\frown}{\underset{\smile}{w}} < \overset{\frown}{w} < \bar{w} < \overset{\smile}{w} < \overset{\smile}{\underset{\frown}{w}}$$

Sind die Krümmungen der Flächen nicht bedeutend, so weichen diese Coefficienten nicht viel von einander ab.

Die Herleitung dieser Resultate aus den oben angeführten Fundamentalformeln ist nicht besonders angegeben worden, weil sie wegen vorläufig praktischer Unbrauchbarkeit dieser Resultate von keinem weiteren Interesse ist und ausserdem auch in Redtenbacher's „Gesetze des Locomotivbaues" und zum Theil in Péclet's „Traité de la chaleur" leicht aufgefunden werden kann. —

In mehren Fällen, und vorzüglich, wo sich's um Bestimmung der durch die Mauern eines Zimmers fliessenden Wärmemenge handelte, versichert Péclet, hätten seine Formeln und experimentellen Coefficienten genügend genaue Resultate geliefert; man wird sie daher für ähnliche Fälle wenigstens zu angenäherten Berechnungen benutzen können, weshalb sie hier noch mitgetheilt werden.

Wie schon angeführt, setzt Péclet den Wärmeaufnahmecoefficienten dem Wärmeabgabecoefficienten gleich und erhält demnach für den Ueberführungscoefficienten

$$w = \frac{1}{\frac{2}{k_3} + \frac{\delta}{k_2}} = \frac{k_3 \cdot k_2}{2\,k_2 + k_3\,\delta} \quad \ldots\ldots \quad 61$$

Für k_2 sind die wichtigsten Werthe bereits angegeben worden (S. 66); k_3 ist $= K + K'$,*) wenn K einen Coefficienten bedeutet, der die Wärmeabgabe durch Strahlung, und K' denjenigen bezeichnet, der die Wärmeabgabe durch Berührung misst. Der erste ist abhängig von der Beschaffenheit der Oberfläche und der zweite von der Form und Grösse der zu untersuchenden Körper. Für K, also für diejenige Wärmemenge in Calorieen, welche von 1 □Meter Oberfläche in jeder Stunde bei einer Temperaturdifferenz von 1 Grad ausgestrahlt wird, giebt Péclet folgende Werthe:

Polirtes Messing	0,258	Calorieen.
Kupfer	0,16	„
Zink	0,24	„
Zinn	0,215	„
Polirtes Schwarzblech	0,45	„
Verzinntes Blech	0,65	„
Gewöhnliches Blech	2,77	„
Berostetes Blech	3,36	„
Neues Roheisen	3,17	„
Berostetes Roheisen	3,36	„
Glas	2,91	„
Zerpulverte Kreide	3,32	„
Sägespäne	3,53	„
Kohlenpulver	3,42	„

*) Strenger genommen, wegen 56,a, allerdings $= K\,(1 + 0{,}0056) + K'\,(1 + 0{,}0075)$.

Feiner Sand	3,62	Calorieen.
Oelanstrich	3,71	„
Papier	3,77	„
Kienruss	4,01	„
Bausteine	3,60	„
Gyps	3,60	„
Holz	3,60	„
Wollenstoff	3,68	„
Kattun	3,65	„
Seidenstoff	3,71	„
Wasser	5,31	„
Oel	7,24	„

Für K', also für den Coefficienten, welcher die Wärmemenge in Wärmeeinheiten oder Calorieen angiebt, die pro □ Meter Oberfläche und pro Stunde bei einer Temperaturdifferenz von 1 Grad allein durch Contact verschwindet, giebt Péclet die Formeln:

$$K' = 1{,}778 + \frac{0{,}13}{r}$$

$$K' = 2{,}058 + \frac{0{,}0382}{r}$$

$$K' = \left\{ 0{,}726 + \frac{0{,}0345}{\sqrt{r}} \right\} \left\{ 2{,}43 + \frac{0{,}8758}{\sqrt{h}} \right\}$$

$$K' = 1{,}764 + \frac{0{,}636}{\sqrt{h}}$$

von denen die erste für kugelförmige Gefässe vom Halbmesser r, die zweite für horizontale Cylinder vom Halbmesser r, die dritte für vertikale Cylinder vom Halbmesser r und der Höhe h, und die letzte für ebene Flächen von der Höhe h gilt.

Ferner hat er mit diesen Formeln folgende Tabellen berechnet:

1stens nach der 3ten:

Halbm. d. Cylind. in Metern.	Höhe des Cylinders in Metern.						
	0,5	1	2	3	4	5	10
0,025	3,55	3,20	2,95	2,84	2,79	2,73	2,62
0,05	3,22	2,90	2,68	2,57	2,52	2,48	2,38
0,10	3,05	2,75	2,54	2,44	2,39	2,35	2,26
0,20	2,93	2,65	2,45	2,35	2,30	2,26	2,17
0,30	2,88	2,60	2,40	2,31	2,26	2,22	2,13
0,40	2,85	2,57	2,37	2,28	2,23	2,20	2,11
0,50	2,83	2,55	2,36	2,26	2,22	2,18	2,09

2^{tens} nach der 4^{ten} Formel:

Werthe von h in Metern.	Werthe von K' in Calor.	Werthe von h in Metern.	Werthe von K' in Calor.
0,10	3,848	2	2,21
0,20	3,186	3	2,13
0,30	2,926	4	2,08
0,40	2,770	5	2,05
0,50	2,660	10	1,96
0,60	2,585	15	1,92
1	2,400	20	1,90

Die Unterscheidung von horizontalen und vertikalen Flächen und die daraus hervorgehende Existenz von zweierlei Formeln für die Wärmeabgabecoefficienten hat ihren Grund einestheils in der Thatsache, dass die Luft, welche an einer vertikalen Fläche in die Höhe streicht, in Folge der am untern Theile dieser Fläche erhaltenen Wärme oben immer wärmer ist als unten, und anderntheils in der Voraussetzung, dass die Temperaturdifferenz zwischen Wandfläche und Luft am unteren Theile dieser Fläche gemessen werde.

Denkt man sich nämlich eine vertikale Wand von 2 . 15 = 30 □ Meter und von gleicher Oberflächentemperatur T und dieselbe von Luft berührt, welche am untern Theile der Wand die Temperatur t hat; denkt man ferner diese Wand einmal so gestellt, dass ihre Höhe 2 Meter, ein zweites Mal so gestellt, dass ihre Höhe 15 Meter beträgt, so wäre es fehlerhaft, die von der Oberfläche durch Contact abgegebene Wärmemenge beide Male durch (Seite 71):

$$30 \,.\, A = 30 \,.\, K' \,(T-t)\,[1 + 0{,}0075\,(T-t)]$$

berechnen zu wollen, da wegen der bedeutenden Höhe im zweiten Falle die Temperaturdifferenz (T — t) nicht constant, sondern, weil die Luft eine nach oben gerichtete Bewegung annimmt, wegen wachsendem t nach oben zu geringer ist. Um nun diesen Fehler zu vermeiden, giebt Péclet dem Coefficienten K' für verschiedene Modalitäten der Aufstellung gedachter Wandfläche solche Werthe, dass obige Formel trotz Einführung einer constant angenommenen, am untern Theile der Wandfläche gemessenen Temperaturdifferenz (T—t) richtige Resultate liefert, und berechnet diese Werthe für K' mit Hülfe der auf Seite 76 angeführten, empirisch von ihm ermittelten Formeln.

Ob nun diese Verfahrungsart gebilligt werden kann, ist in Frage zu stellen. Jedenfalls ist es unrationell, die Einflüsse der Temperaturvariation durch den Coefficienten K' und nicht an der Temperatur selbst in Rechnung zu ziehen; würde aber hierdurch die Rechnungsoperation bei gleicher Genauigkeit bedeutend vereinfacht werden, so würde aus praktischen Gründen diesem Verfahren kein Vorwurf zu machen sein.

Allein es ist in der That ebenso umständlich, für jeden besondern Fall den Coefficienten K' mit obigen Formeln auszurechnen, anstatt die Veränderung der Temperatur t in Rücksicht zu ziehen, als zu vollständig ungenauen Resultaten führend. Um dies zu erkennen, braucht man nur nachzusehen, in welcher Weise Péclet die zu den für K' angegebenen Formeln führenden Experimente anstellte, und in welcher Beziehung die Composition dieser Formeln zu einer genau sachgemässen steht.

Die Experimente wurden mit verschieden weiten und hohen, entweder mit Wasser oder mit Quecksilber angefüllten Cylindern in der Art abgeführt, dass diese Cylinder in einem gleichmässig temperirten Raume aufgestellt und die Abkühlungen der in ihnen enthaltenen Flüssigkeiten bei einer beliebig absoluten Anfangs-Temperatur derselben ermittelt wurden. Es ergab sich dabei, was nach den oben auseinandergesetzten Gründen vorauszusehen war, dass der Coefficient K' mit wachsender Höhe geringer wurde, und diesem zufolge ist denn auch die dritte der oben angeführten Formeln componirt. Offenbar aber muss der Coefficient K', wenn man überhaupt die durch wachsende Cylinderhöhe verursachte Aenderung der untern Temperaturdifferenz (T—t) in ihm zur Rechnung bringen will, ausser von der Höhe und dem Durchmesser, auch abhängig nicht allein von der Grösse der Temperaturdifferenz, sondern auch von der absoluten Temperatur T sein; denn bei grösserer Temperaturdifferenz sowohl als bei grösserer absoluter Temperatur T ist die Geschwindigkeit der aufströmenden Luft bedeutender, demnach der Unterschied zwischen der untern Temperatur t und der obern geringer, und ferner der Coefficient K' relativ grösser, als im gegentheiligen Falle. Diese Abhängigkeitsfactoren müssten daher in der 3ten und 4ten Formel, welche letztere nicht besonders experimentell, sondern blos durch Unendlichsetzen des in der 3ten vorkommenden r gewonnen ist, neben h und r erscheinen, was aber in der That nicht der Fall ist und weshalb nicht nur die einzelnen Coefficienten, sondern auch die Structur der Formeln unrichtig sind.*)

Aus diesen Gründen, glaube ich, bietet die Annahme eines in allen Wechselfällen gleich grossen Mittelwerthes für K' ebenso viel Annäherung an die Wahrheit, als die Anwendung jener Formeln, und wäre es daher nicht gerechtfertigt, die mühsame Benutzung derselben anzurathen.

Nach obigen Tabellen kann dieser Mittelwerth = 3 angenommen und demnach

$$k_3 = K + 3$$

*) Uebrigens giebt Péclet selbst, wenn auch nicht in seinem traité de la chaleur, so doch in seinen früher citirten nouveaux documents etc. diese Formeln nur für „approximations peu précises“ aus; durch ausführlichere Kritik derselben sollte daher weniger er, als diejenigen Autoren berichtigt werden, welche diese Formeln für genau erklären.

gesetzt werden, so dass mit Benutzung der für K angeführten Werthe zu Berechnung von k_3, also von der Totalwärmemenge, welche bei einer Temperaturdifferenz von 1 Grad pro □ Meter und pro Stunde von der Oberfläche abgegeben, respective aufgenommen wird, folgende Tabelle entsteht:

Polirtes Messing, Kupfer, Zink, Zinn	3,2
Polirtes Schwarzblech	3,5
Verzinntes Blech	3,7
Gewöhnliches Blech	5,8
Glas	5,9
Neues Roheisen	6,2
Zerpulverte Kreide	6,3
Kohlenpulver, Verrostetes Blech, Verrostetes Roheisen	6,4
Sägespäne	6,5
Feiner Sand, Bausteine, Gyps, Holz	6,6
Wollenstoff, Kattun, Seidenstoff, Oelanstrich	6,7
Papier	6,8
Kienruss	7
Wasser	8,3
Oel	10,2

Nach obigen Erörterungen ist die Bemerkung kaum nöthig, dass diese Tabellenwerthe nicht dazu dienen können, um genauen Nachweis über die Wärmeabgabe-, resp. Aufnahmefähigkeit der verschiedenen Körperflächen oder über das relative Verhältniss derselben zu liefern, sondern dass sie wegen Mangel anderer Werthe nur zu roh-approximativen Ueberschlagsrechnungen aushelfen können.

Durch die später geschehende Unterscheidung der Erwärmungs-, resp. Abkühlungsflächen in Parallel-, Gegen- und Nichtstromflächen findet übrigens die bei vertikalen Wänden eintretende Luftströmung genauere Berücksichtigung, als es von Péclet durch veränderte Wahl des Coefficienten K' geschieht.

Mit Hülfe dieser Tabelle und der auf Seite 66 sich vorfindenden, berechnet sich beispielsweise der Wärmeüberführungscoefficient

für eine 0,8 Meter starke Mauer von feinkörnigem Kalkstein (Baustein) zu:

$$w = \frac{6{,}6 \,.\, 1{,}1}{2 \,.\, 1{,}1 + 6{,}6 \,.\, 0{,}8} = 0{,}97.$$

Als wahrscheinlich richtige Mittelwerthe für w giebt Redtenbacher an:

a) aus Luft durch eine Wand von gebrannter Erde von 1 Centimeter Dicke in Luft w = 5 Calorieen
b) aus Luft durch eine Wand von Gusseisen von 1 bis 1,5 Centimeter Dicke in Luft w = 14 „
c) aus Luft durch eine Wand von Eisenblech in Luft w = 7 „
d) aus Luft durch eine Wand von Eisenblech in Wasser . w = 23 „
e) aus Dampf durch eine Wand von Gusseisen in Luft . w = 12 „

Diese Werthe sind aus den Erfahrungen gefunden worden, welche man an den in der Praxis angewendeten Erwärmungs- und Verdampfungsapparaten gesammelt hat, und können daher zu Berechnung der Heizflächen dieser Apparate ohne die Befürchtung in Anwendung kommen, dass sie, als an besonders präparirten Vorrichtungen ermittelt, von nicht Vertrauen erweckender praktischer Anwendbarkeit seien. Die mit den Péclet'schen Coefficienten berechneten Werthe stimmen mit der Mehrzahl derselben nur sehr unbefriedigend überein, was mich indessen weniger an ihrer, als an der Richtigkeit jener zweifeln lässt.

Fig. 6.

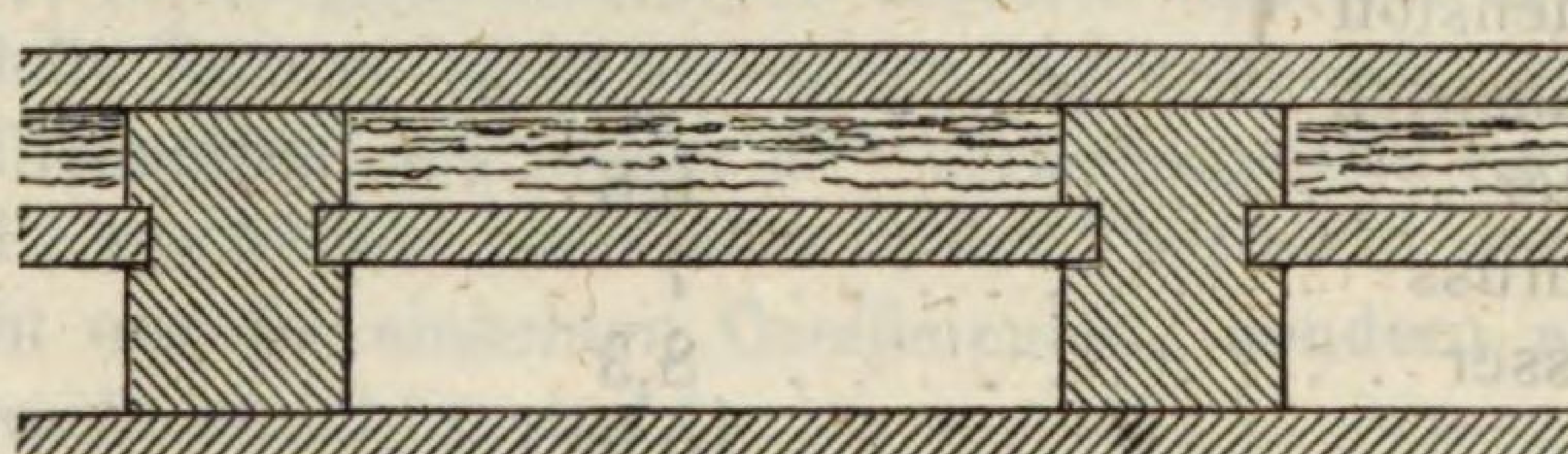
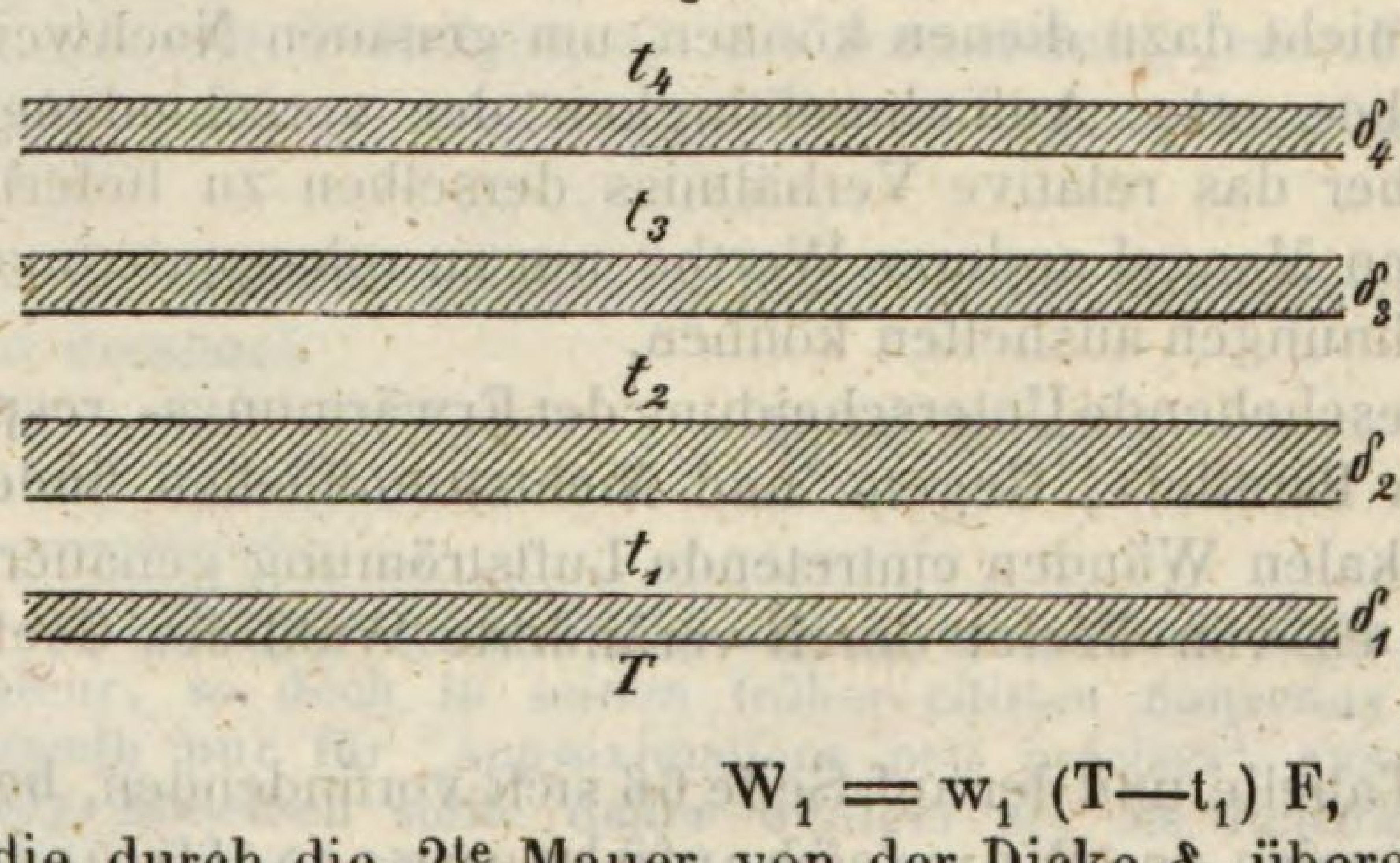


Fig. 7.



Der Wärmeüberführungscoefficient für eine Anzahl von Mauern oder Wänden, die durch Luftschichten von einander getrennt sind, also z. B. für eine Zimmerdecke (Fig. 6), berechnet sich folgendermaassen:

Sind t_1, t_2 und t_3 (Fig. 7) die Temperaturen der zwischen den Mauern befindlichen Luft, so ist die durch die 1ste Mauer von der Dicke δ_1 übergeführte Wärmemenge:

$$W_1 = w_1 \, (T - t_1) \, F,$$

die durch die 2te Mauer von der Dicke δ_2 übergeführte Wärmemenge:

$$W_2 = w_2 (t_1 - t_2) F$$

und so fort. Im Beharrungszustande der Wärmeüberführung muss aber

$$W_1 = W_2 = W_3 = \text{etc.} \ldots$$

sein; wären daher die Temperaturen t_1, t_2, t_3 etc. bekannt, so würde man sofort durch eine der angeführten Gleichungen die übergeführte Wärmemenge berechnen können. Sollen aber, wie es meistentheils der Fall ist, nur die Temperaturen der die äussersten Oberflächen berührenden Medien als bekannt, oder gegeben angesehen werden, so ist die übergeführte Wärme als eine nur von diesen abhängige zu berechnen, was vermittelst Gleichsetzen obiger Ausdrücke und daraus hervorgehender Bestimmung der Temperaturen t_1, t_2 etc. geschehen kann.

Es ergiebt sich nämlich zunächst durch Gleichsetzen von W_1 und W_2:

$$t_1 = \frac{w_1 T + w_2 t_2}{w_1 + w_2}$$

und durch Einführung dieses Werthes in den Ausdrucke für W_1:

$$W_1 = \frac{w_1 \cdot w_2}{w_1 + w_2} (T - t_2) F \ldots\ldots 62,$$

ferner durch Gleichsetzen von (62) mit dem Ausdrucke für W_3:

$$t_2 = \frac{w_1 \cdot w_3 T + w_3 (w_1 + w_2) t_3}{w_1 w_2 + w_1 w_3 + w_2 w_3}$$

und durch Einführung in (62)

$$W_1 = \frac{w_1 w_2 w_3}{w_1 + w_2 + w_3} (T - t_3) \cdot F$$

$$= \frac{1}{\frac{1}{w_1} + \frac{1}{w_2} + \frac{1}{w_3}} (T - t_3) F.$$

Da nun W_1 auch der gesammten übergeführten Wärmemenge W gleich ist, so ergiebt sich letztere für eine Anzahl von n Mauern im Allgemeinen zu:

$$W = \frac{1}{\frac{1}{w_1} + \frac{1}{w_2} + \frac{1}{w_3} + \ldots\ldots \frac{1}{w_n}} (T - t_n) \cdot F \ldots\ldots 63$$

wo t_n die Temperatur der die n^{te} Fläche ausserhalb berührenden Luft oder Flüssigkeit ist; oder zu:

$$W = w (T - t) \cdot F$$

wenn man unter w den Wärmeüberführungscoefficienten für einen Complex von n durch Luftschichten getrennten Mauern versteht.

Dieser Coefficient berechnet sich aus den Fundamentalcoefficienten k_3 und k_2, da nach (61):

$$w_1 = \frac{1}{2\frac{1}{k_3'} + \frac{\delta_1}{k_2'}},\ w_2 = \frac{1}{2\frac{1}{k_3''} + \frac{\delta_2}{k_2''}}$$

zu setzen ist, zu:

$$w = \frac{1}{2\left[\frac{1}{k_3'} + \frac{1}{k_3''} + \ldots\ldots \frac{1}{k_3^n}\right] + \frac{\delta_1}{k_2'} + \frac{\delta_2}{k_2''} + \ldots\ldots \frac{\delta_n}{k_2^n}} \ldots 64$$

und giebt die Wärmemenge an, welche bei 1 Grad Differenz der vor und hinter jenem Mauerncomplex gemessenen Temperaturen von jedem □Met. Oberfläche dieses Mauerncomplexes in der Stunde übergeführt wird.

Sind sämmtliche Mauern aus gleichem Material, so ist $k_2' = k_2'' = k_2''' = \ldots k_2^n$, $k_3' = k_3'' = \ldots k_3^n$ und dann wird:

$$w = \frac{1}{2\frac{n}{k_3} + \frac{1}{k_2}[\delta_1 + \delta_2 + \ldots \delta_n]} \ldots\ldots 65$$

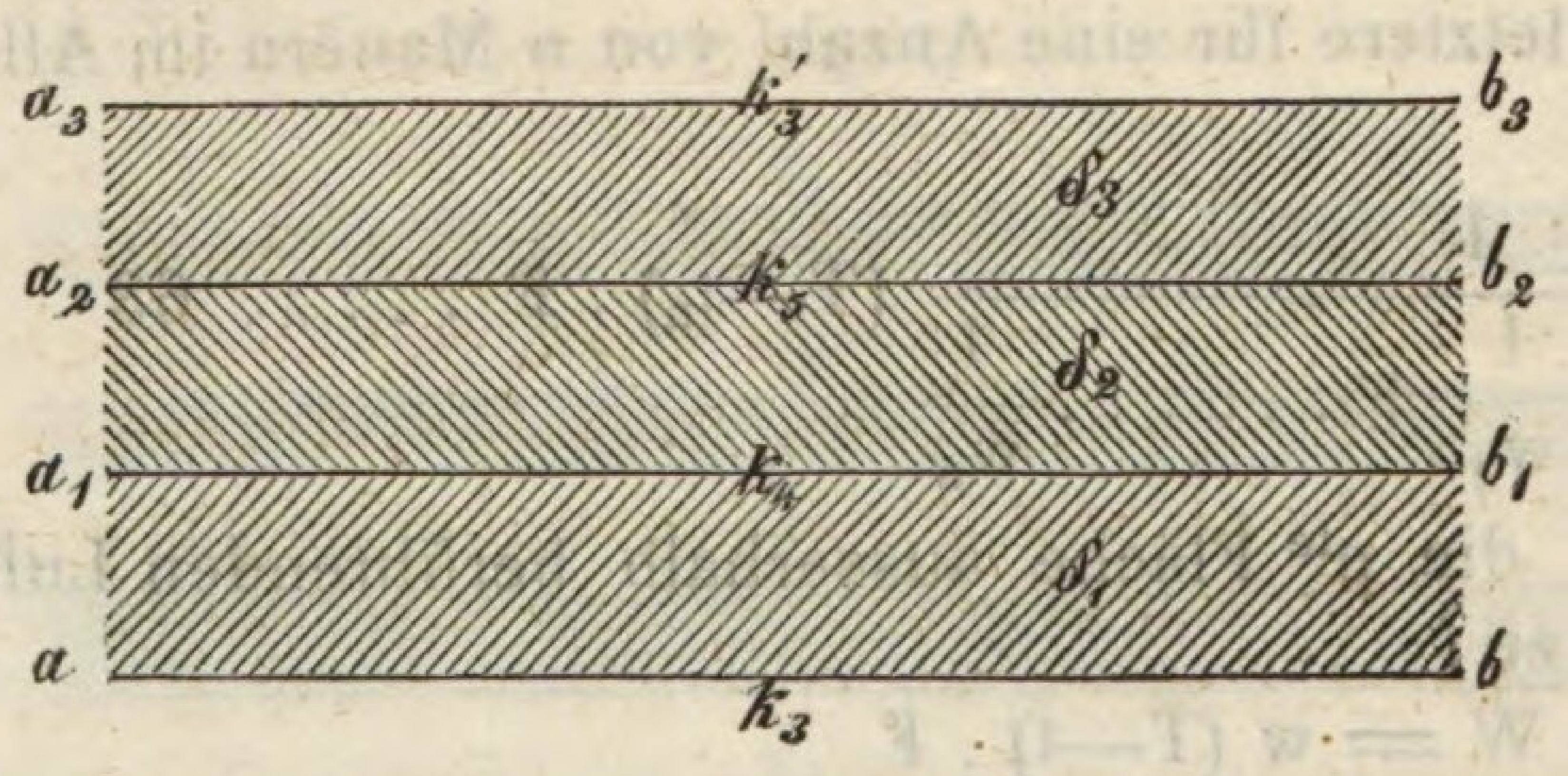
und sind auch noch sämmtliche Mauern von gleicher Stärke, so ist:

$$w = \frac{1}{n} \frac{1}{\frac{2}{k_3} + \frac{\delta}{k_2}} \ldots\ldots 66$$

woraus im Vergleich mit 61 zu sehen, dass die von einer einfachen Wand übergeführte Wärmemenge n mal so gross ist, als diejenige, welche bei derselben Temperaturdifferenz und derselben Oberfläche von n durch Luftschichten getrennten Wänden übergeführt wird, von denen jede so dick als die einfache ist.

Formel 64 kann auch dazu benutzt werden, um den Wärmeüberführungscoefficienten für mehre einander berührende Wände zu berechnen; man hat alsdann statt des Uebergangscoefficienten k_3 aus Wandfläche in Luft und umgekehrt nur denjenigen aus Wandfläche in andere Wandfläche zu setzen. Bezeichnet demnach z.B. k_4 den Uebergangscoefficienten von Stein in Holz, k_5 denjenigen von Holz in Eisen, k_3 denjenigen von Luft in Stein und k_3' denjenigen von Eisen in Luft, so wird für die durch nebenstehende Figur dargestellte Wand:

Fig. 8.



$$w = \frac{1}{\frac{1}{k_3} + \frac{1}{k_3'} + \frac{1}{k_4} + \frac{1}{k_5} + \frac{\delta_1}{k_2'} + \frac{\delta_2}{k_2''} + \frac{\delta_3}{k_2'''}}$$

wobei der Factor 2 im Nenner wegfällt, weil im Allgemeinen $2\frac{1}{k_3} = \frac{1}{k_3} + \frac{1}{k_3'}$ gesetzt werden muss.

Heizfläche. — Bisher ist bei Ermittelung der übergeführten Wärmemenge immer angenommen worden, die Temperatur T sowohl als t der die betrachtete Scheidewand berührenden Medien sei an allen Orten dieser Wand gleich hoch. Diese Annahme schliesst indessen nur einen Sonderfall ein, der verhältnissmässig wenig in Untersuchung gezogen wird und bei weitem häufiger den Fällen Platz machen muss, in denen entweder T, oder t, oder auch beide Temperaturen nach der Längenrichtung der Wärme überführenden Wandfläche hin sich verändern.

Ist diese Veränderung gesetzlos, so lässt sich ein Rechnungsresultat nur dadurch erreichen, dass man aus den verschiedenen, für t und T geltenden Werthen schätzungsweise Mittelwerthe bestimmt und dieselben in eine der obigen, für das Vorhandensein constanter Temperaturen abgeleiteten Formeln einsetzt.

Ist dagegen diese Veränderung einer bestimmten Regel unterworfen, so ist man mit dem Ausspruche derselben die Temperaturen und dann auch die übergeführte Wärmemenge genau zu ermitteln im Stande. Eine solche Regel oder Gesetzmässigkeit gestaltet sich in allen den Fällen, wo an der Wärme überführenden Wand eine bestimmte Quantität heisser Luft, heissen Gases, oder Flüssigkeit vorüberströmt, wie es z. B. bei einem Dampfkessel mit den Verbrennungsproducten, bei einer Warmwasserheizung mit dem die Heizröhren durchfliessenden Wasser der Fall ist; sie gestaltet sich dadurch, dass die in den zu erwärmenden Körper eingedrungene, durch die aus dem Heizgase verschwundene Wärmemenge, wegen angenommen bestimmter Quantität desselben, berechnet, und daraus wieder die Temperatur, welche sich jener verschwundenen Wärmemenge entsprechend verändert, ermittelt werden kann.

Die derartigen Verhältnissen unterworfenen, Wärme überführenden Wände können bei den hier anzustellenden Betrachtungen mit der Benennung „Heizflächen“ belegt werden, wenn gleich diese Benennung keine allgemeine, keine bei allen Apparaten angewendete ist und auch diejenigen, gleichfalls hierher gehörigen Fälle nominell ausschliesst, in denen der zu erwärmende Körper, wie z. B. beim Kalk-, beim Ziegel-, beim Calcinir- etc. -Ofen, unmittelbar im Erwärmungsraume sich befindend, ohne dazwischen liegende Heizfläche von den Verbrennungsgasen berührt wird.

Um nun unter der Bedingung, dass eine gesetzmässige Aenderung der Temperaturen und demnach eine Strömung des Heizgases und des

zu erwärmenden Körpers stattfindet, die von einer Heizfläche übergeführte Wärmemenge zu bestimmen, müssen die Bewegungsrichtungen dieser Strömung unterschieden werden, was aus folgender Betrachtung als nothwendig einleuchten wird.

Der einfach cylindrische Dampfkessel hat einen so bedeutenden Rauminhalt, dass erstens die Temperatur des in ihm enthaltenen Wassers durch den Hinzutritt der verhältnissmässig geringen Quantität an kaltem Speisewasser nicht merklich afficirt wird und demnach während des ganzen im Beharrungszustande begriffenen Verdampfungsactes wie an allen Orten des Kessels als constant angesehen werden kann, und dass zweitens durch den Zufluss der geringen Quantität Speisewassers auch keine erhebliche Strömung der Gesammtmasse erregt wird.

Ein an einem Dampfkessel angebrachtes Siederohr ist dagegen von so geringem Querschnitt, dass, wenn am Vorder- oder Hintertheile desselben Speisewasser eingepresst wird, eine wahrnehmbare Strömung des Inhaltes und demnach auch ein Temperaturunterschied an den verschiedenen Orten seiner Längenrichtung entsteht.

Die Verbrennungsproducte haben in beiden Fällen eine Strömung: sie bewegen sich vom Feuerraume aus durch die Canäle und indem sie an die Heizfläche immer mehr und mehr von ihrem Wärmegehalte abgeben, nehmen sie beim Verlassen der Heizfläche eine geringere Temperatur an, als beim Beginn der Berührung mit derselben.

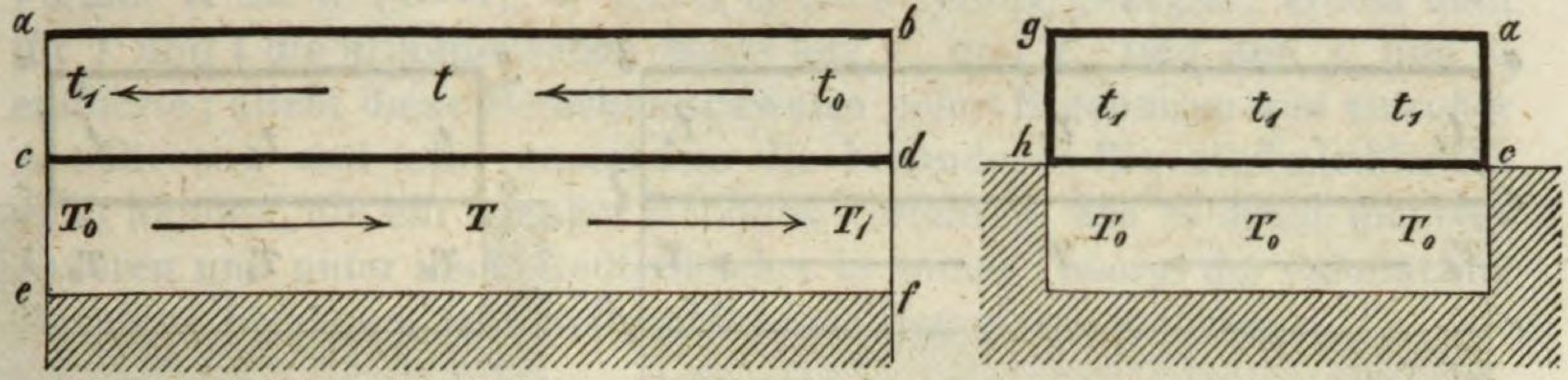
Ist nun der Einmündungspunkt für das Speisewasser so gelegt, dass die Bewegungsrichtung des im Sieder befindlichen Wassers derjenigen der Verbrennungsproducte entgegengesetzt ist, dass also das Speisewasser an demjenigen Orte eintritt, wo die Verbrennungsproducte die Heizfläche verlassen, so ist die Füglichkeit geboten, die Verbrennungsproducte bis zu der Temperatur des Speisewassers abzukühlen, während bei dem einfach cylindrischen Kessel, in welchem überall, also auch am Austrittsorte der Verbrennungsproducte die Verdampfungstemperatur herrscht, ein Abkühlen der Verbrennungsproducte nur bis zu dieser Verdampfungstemperatur möglich ist.

Dass die eingeleitete Wärmemenge in beiden Fällen verschieden gross sein wird und dass daher bei einer Untersuchung über die Wärmeüberführung diese Modalitäten unterschieden werden müssen, liegt auf der Hand. Diesen beiden betrachteten muss noch der Fall hinzugefügt werden, in welchem die Bewegung des zu erwärmenden Körpers mit der des Heizgases oder der Verbrennungsproducte nach gleicher Richtung erfolgt, so dass im Allgemeinen 4 Heizflächenkategorieen zu unterscheiden sein würden, welche man, wie es theilweise schon von Redtenbacher geschieht, Gegenstrom-, Parallelstrom-, Nichtstrom- und Dampfheizflächen nennen kann.

Genauer definirt verstehe ich unter Heizfläche mit Gegenströmen oder kurz unter Gegenstromheizfläche eine durch Figur 9 veranschaulichte Anordnung.

a b c d stellt den Längenschnitt, *a g h c* den Querschnitt eines Behälters dar, *c d . c h* die Heizfläche desselben und *c d e f* den Heiz-

Fig. 9.



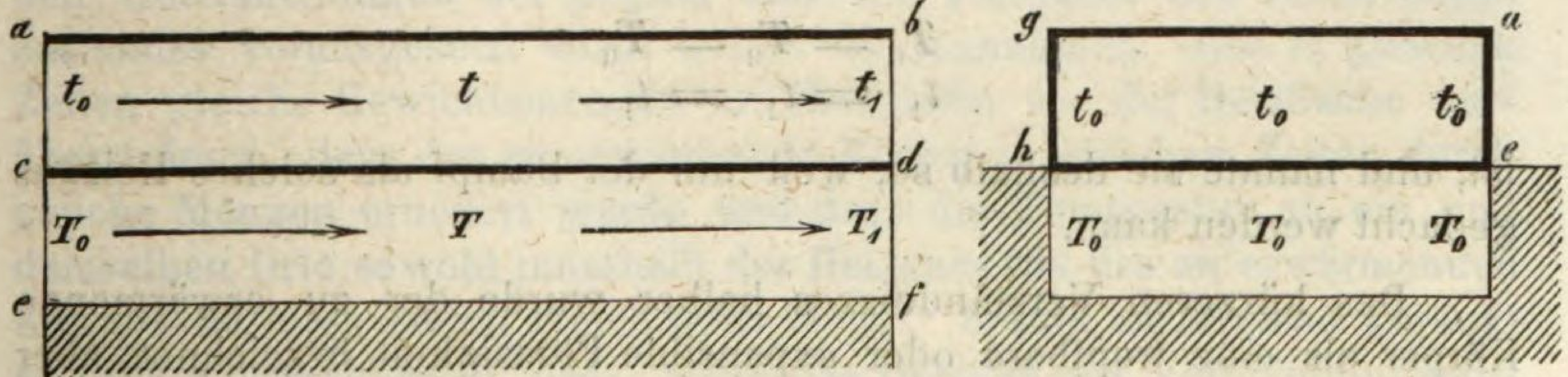
oder Feuercanal. T_0, T und T_1 sind 3 verschiedene Temperaturen des Heizgases, t_0, t und t_1 3 verschiedene Temperaturen der zu erwärmenden Flüssigkeit und zwar ist, da Heizgase und Flüssigkeit nach der Richtung der eingezeichneten Pfeile sich bewegen:

$$T_0 > T > T_1 \text{ und}$$
$$t_1 > t > t_0$$

Da die Bewegungsrichtung von Heizgas und Flüssigkeit entgegengesetzt ist, wird die Bezeichnung „Gegenstromheizfläche“ gewählt.

Die Heizfläche mit Parallelströmung oder die Parallelstromheizfläche hat ihren Namen von der nach gleicher oder paralleler Richtung geleiteten Strömung der Heizgase und der zu erwärmenden Flüssigkeit, wie die in Fig. 10 eingezeichneten Pfeile es veranschaulichen.

Fig. 10.



In dieser Figur ist:

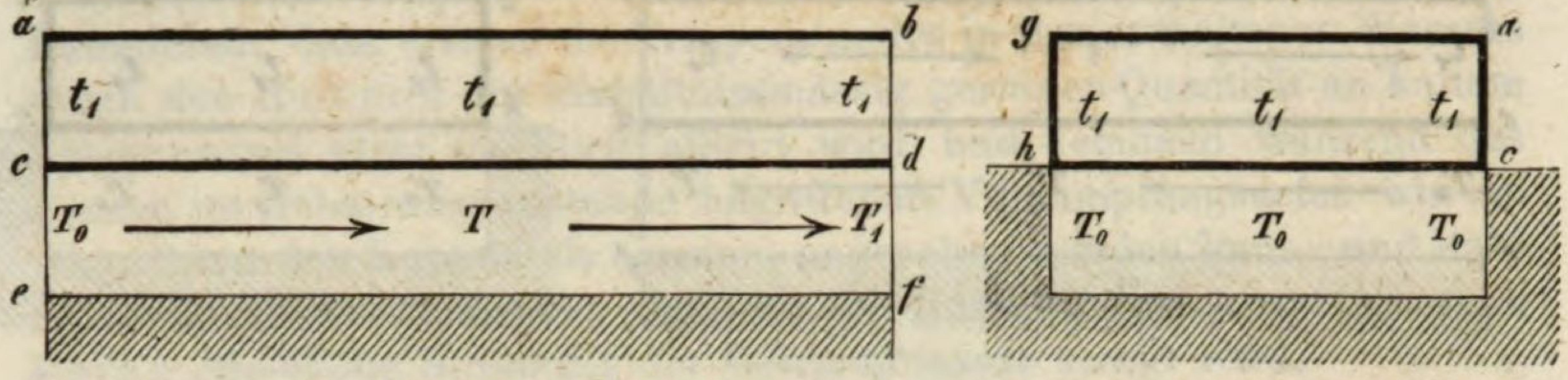
$$T_0 > T > T_1 \text{ und}$$
$$t_0 < t < t_1$$

Mit Nichtstromheizfläche bezeichne ich die durch Fig. 11 dargestellte Anordnung, in welcher

$$T_0 > T > T_1 \text{ und}$$
$$t_1 = t_1 = t_1$$

weil, wegen $t_1 = t_1$, eine Strömung des zu erwärmenden Körpers nicht anzunehmen ist, indem der Inhalt des Behälters, also die hinter der

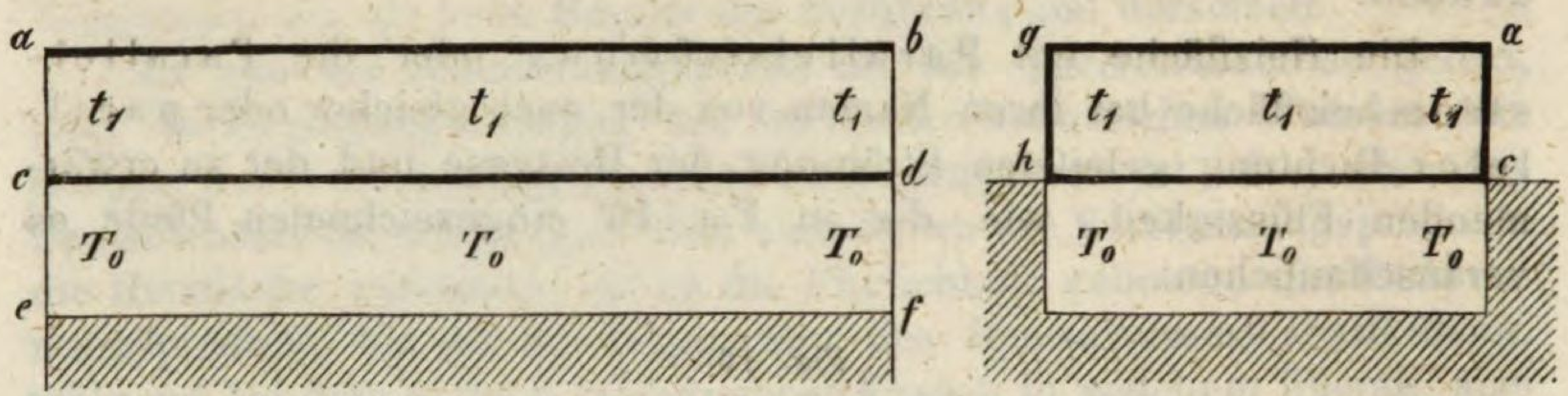
Fig. 11.



Heizfläche befindliche Masse so gross gedacht wird, dass ein Zu- und Abfliessen des zu erwärmenden und erwärmten Körpers eine beträchtliche Bewegung dieser Masse nicht hervorbringt.

Endlich nannte ich Dampfheizfläche diejenige, bei welcher nicht allein der zu erwärmende Körper, sondern auch das Heizgas von überall constanter Temperatur, wo also:

Fig. 12.



$$T_0 = T_0 = T_0$$
$$t_1 = t_1 = t_1$$

ist, und nannte sie deshalb so, weil nur der Dampf als solches Heizgas gedacht werden kann.

Des kürzeren Verständnisses halber wurde der zu erwärmende Körper als eine tropfbare oder expansible Flüssigkeit bezeichnet; aber man kann auch einen festen oder pulverförmigen Körper sich darunter denken und demnach auch hierfür eine Gegenstrom-, Parallelstrom- etc. -Heizfläche unterscheiden, wobei nur an continuirliche Back- und Ziegelöfen erinnert werden mag, in denen das Gebäck oder die Ziegel nach entgegengesetzter oder gleichlaufender Richtung der Heizgase sich bewegen. *)

*) Auf die vier Heizflächenkategorieen führt auch die allgemeine Formel: $W = w\,(T-t)\,.\,F$, wenn man die Variationen beachtet, die mit T und t vor-

Um die Wärmemenge zu berechnen, welche durch eine Gegenstrom- oder Nichtstromfläche strömt, oder um umgekehrt die Grösse einer dieser Kategorieen zugehörigen Heizfläche zu bestimmen, wenn eine verlangte Wärmequantität eingeleitet werden soll, hat man wohl die Formel W = w (T—t). F direct in Anwendung gezogen, indem man für T und t die arithmetischen Mittel aus T_0 und T_1 und aus t_0 und t_1 einführte; allein diese Berechnungsweise liefert Ergebnisse von zu roher Annäherung und lehrt ausserdem die besonderen Eigenthümlichkeiten nicht kennen, die ein strenger richtiges Verfahren, wie es schon mehrere Autoren und unter ihnen Redtenbacher in seiner Theorie der calorischen Maschine befolgten, an den Heizflächen-Kategorieen nachweist.

Bei Anwendung dieses Verfahrens werden folgende Voraussetzungen als Ausgangspunkte angenommen:

1stens. Der Beharrungszustand im Erwärmungsprocesse sei eingetreten. — Es können nämlich 3 Stadien unterschieden werden, der Anfangszustand, der Beharrungszustand und der Endzustand. Von Beginn des Zuleitens der Heizgase zu dem zu erwärmenden Körper steigt die Temperatur dieses letzten fortwährend, oder die Verdampfung desselben nimmt beständig zu. Wenn aber eine bestimmte erwärmte oder verdampfte Menge des zu erwärmenden Körpers beständig ab- und eine andere gleichgrosse Menge beständig zugeführt wird, und wenn auch die Heizgase fortwährend in gleicher Menge an der Heizfläche vorüberströmen, so nimmt der erwärmte Körper nach einiger Zeit eine constante Temperatur an oder liefert eine constante Dampfmenge. Von diesem Zeitpunkte an beginnt der Beharrungszustand und dauert so lange fort, bis die Heizgase vor der Heizfläche vorüberzuströmen aufhören, oder dem zu erwärmenden Körper keine neuen Mengen zugeführt werden, wo dann der Endzustand eintritt. Indem nun bei den hier anzustellenden Untersuchungen der Beginn und die Fortdauer des Beharrungszustandes vorausgesetzt wird, gelten die Annahmen, dass in gleichen Zeiten gleiche Gewichtsmengen an Heizgasen vor der Heizfläche vorüberströmen, dass der zu erwärmende Körper in gleichen Zeiten durch gleiche Mengen erneuert werde und dass die Temperatur an ein und demselben Orte sowohl innerhalb der Heizgase als des zu erwärmenden Körpers zu allen Zeiten gleich hoch bleibe. Ferner ist in diese Voraussetzung eingeschlossen, dass, wenn das Heizgas aus Verbrennungspro-

genommen werden können. Wird nämlich T sowohl als t für die ganze Ausdehnung der Heizfläche als constant angenommen, so hat man die Dampf-Heizfläche. Setzt man t als constant, aber T als variabel voraus, so erhält man die Nichtstromheizfläche, und wird sowohl t als T mit der Heizfläche veränderlich betrachtet, so gelangt man zu der Parallel- und Gegenstromheizfläche und zwar zu der ersten, wenn man T mit wachsender Heizfläche ab- und t zunehmen, zu der zweiten, wenn man T sowohl als t mit wachsender Heizfläche abnehmen lässt.

ducten besteht, in gleichen Zeitabschnitten gleiche Mengen von Brennmaterial gleich gut verbraucht werden und dass ebenfalls in gleichen Zeitintervallen gleiche Luftmengen durch den Rost treten.

2tens. Die Bewegung der Heizgase finde in einer Weise statt, dass man an allen Orten desselben, auf der Bewegungsrichtung normalen Querschnittes eine gleich hohe Temperatur annehmen darf, eine Voraussetzung, die um so mehr Wirklichkeit hat, je enger der die Heizgase leitende Canal ist. Eine gleiche Annahme gelte für den zu erwärmenden Körper, sofern derselbe ebenfalls bewegt wird.

3tens. Wenn die Heizgase aus Verbrennungsproducten bestehen, so werden dieselben der Luftmenge gleichgesetzt, welche in die Feuerungsanlage eintritt. Nach Seite 52 ist die Luftmenge, welche zu Verbrennung von 1 Kilogr. Holz eingeführt werden muss, gleich 11 Kilogramm und die für 1 Kilogr. Steinkohlen 22 Kilogr., also die Rauchmenge für das erste = 12, für die zweite = 23 Kilogr.; man würde daher mit der hier gestellten Voraussetzung im ersten Falle für jedes Kilogramm $\frac{1}{12}$, im zweiten nur $\frac{1}{23}$ zu wenig Verbrennungsproducte rechnen.

4tens. Der Wärmeüberführungscoefficient sei für die ganze Ausdehnung der Heizfläche constant, so dass also die Heizfläche an allen Orten ziemlich gleich stark und von gleicher Oberflächenbeschaffenheit anzunehmen und ferner vorauszusetzen sein würde, auch die Dichtigkeit der Gase übe keinen Einfluss auf denselben aus.

5tens. Alle Wärme, welche in den Heizcanälen aus dem Heizgase verschwindet, dringe durch die Heizfläche, oder mit andern Worten, es finde keine Abkühlung nach aussen statt.

Die Bezeichnungen, welche bei der beabsichtigten Untersuchung verwendet werden, haben folgende Bedeutung:

F Die Grösse der Heizfläche in □ Metern,

W Wärmemenge welche pro Stunde von dieser Heizfläche übergeführt wird — W_d, W_n, W_p, W_g Wärmemengen, welche resp. von der Dampf-, Nichtstrom-, Parallelstrom- und Gegenstromheizfläche übergeführt werden,

w Wärmeüberführungscoefficient, oder Wärmemenge, welche bei 1 Grad Temperaturdifferenz und pro Stunde von jedem □ Meter übergeführt werden würde,

T_0 Temperatur der Heizgase beim Eintritt in den ersten Heizcanal,

T Temperatur an einem irgendwo gedachten Orte des Heizcanals,

T_1 Temperatur der Heizgase beim Verlassen der Heizfläche, oder beim Austritt aus dem letzten Canale,

t_0 Temperatur des zu erwärmenden Körpers beim Eintritt in den Apparat,

t Temperatur desselben an einem der Temperatur T gegenübergelegenen Orte im Innern des Apparates,

t_1 Temperatur des erwärmten Körpers beim Verlassen des Apparates,

$\mathfrak{T}$ Temperatur der äussern Luft,

$\mathfrak{T}_1$ Temperatur der durch den Rost tretenden Luft,

σ specifische Wärme (bei constantem Druck) der Heizgase $= 0{,}25$

a Gewichtsmenge des pro Stunde zu erwärmenden Körpers in Kilogrammen,

V Volumen dieser Menge in Cubikmetern bei t_1 Graden,

V_0 Volumen dieser Menge in Cubikmetern bei t_0 Graden,

δ Dichte desselben bei t Graden,

δ_0 Dichte desselben bei o Graden,

σ' specifische Wärme desselben,

M Brennmaterialmenge in Kilogrammen, welche pro Stunde verbraucht wird,

k Heizkraft, oder calorimetrischer Effect des verwendeten Brennmaterials,

A Luftmenge in Kilogr., welche zu Verbrennung von 1 Kilogr. Brennmaterial theoretisch erforderlich ist,

n ein Coefficient, welcher angiebt, wie viel mal mehr Luft, als theoretisch erforderlich, in den Feuerraum geleitet werden muss, also

n A M Luftmenge, welche pro Stunde in die Feuerungsanlage tritt, oder Heizgasmenge in Kilogr., welche pro Stunde durch jeden Querschnitt der Heizcanäle strömt,

η Wirkungsgrad, oder Güteverhältniss der Heizfläche,

η_1 Wirkungsgrad des Verbrennungsraumes,

e Basis der natürlichen Logarithmen,

α Ausdehnungscoefficient des Heizgases $= 0{,}00366$

F_d Grösse der directen Heizfläche,

β Wärmemenge, welche pro □ Meter Rostoberfläche vom Brennmaterial ausgestrahlt wird,

β' ausgestrahlte Wärmemenge, welche pro □ Meter der directen Heizfläche aufgenommen wird,

ω Coefficient, welcher das Verhältniss der ausgestrahlten zur total erzeugten Wärmemenge angiebt.

Um nun zu ermitteln, wie viel Wärme durch irgend eine der vier Heizflächenkategorieen strömt, sofern die Temperaturen T_0, T_1, t_0 und

t_1 auf beiden Seiten herrschen, werde sofort der allgemeine Fall betrachtet, in welchem eine Bewegung sowohl des Heizgases als des zu erwärmenden Körpers stattfindet; es werde also eine Parallelstromheizfläche (Fig. 14) in Untersuchung gezogen.

Fig. 13.

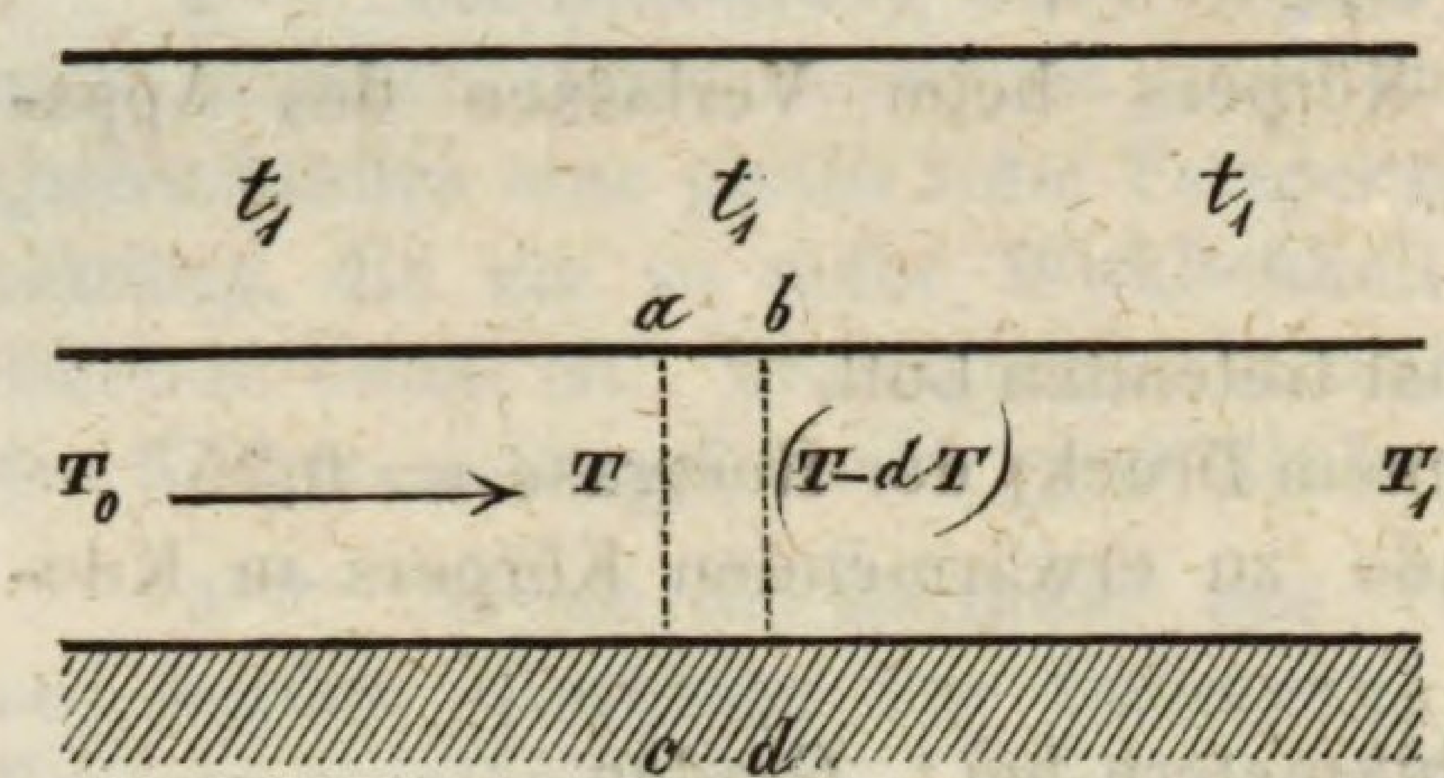
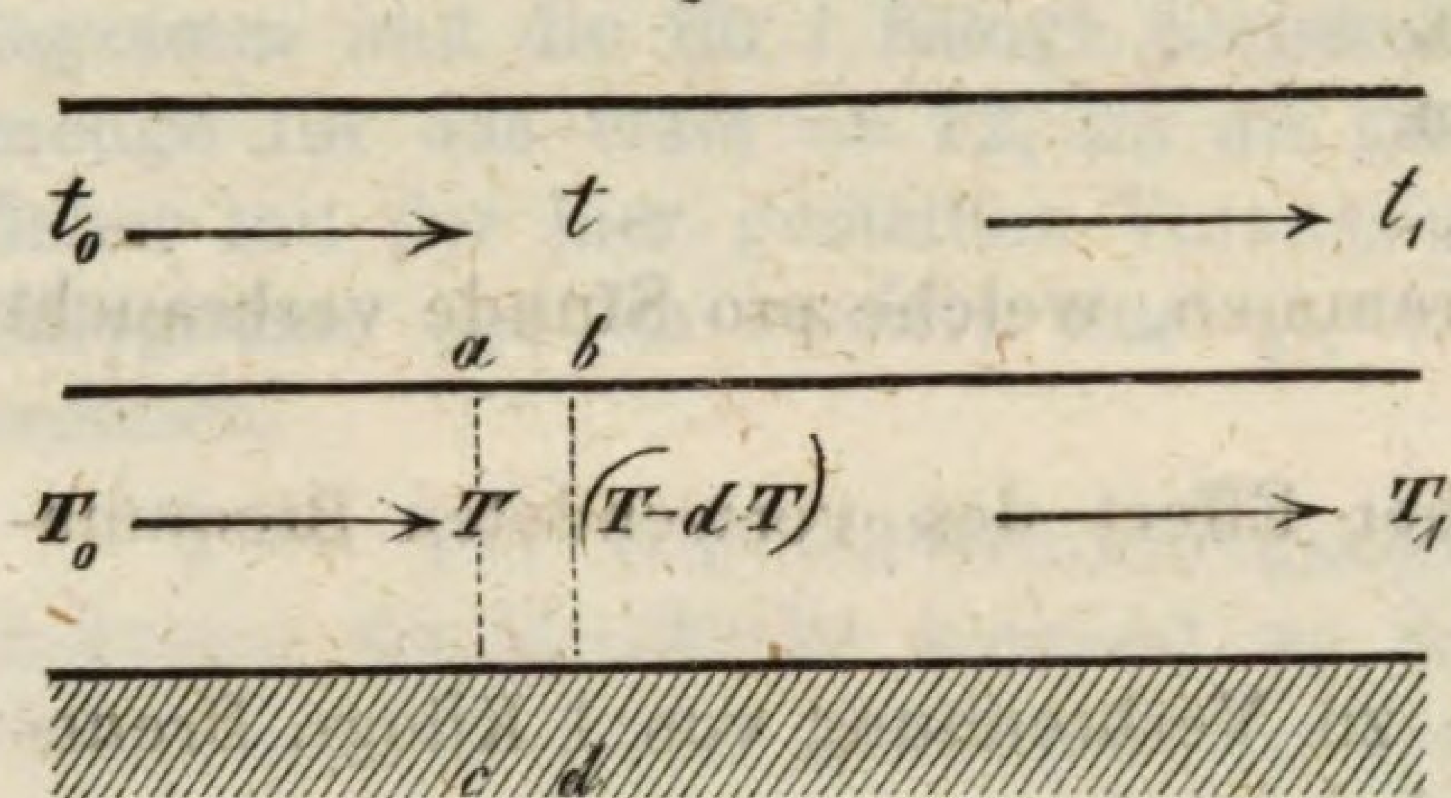


Fig. 14.



Ist *ab* ein Längenelement der Heizfläche und *dF* das zwischen *ab* gelegene Flächenelement derselben, so darf man die Temperatur der das Element *ab* berührenden Flüssigkeiten oder Gase als an allen Orten desselben constant annehmen, und da nach obigen Voraussetzungen auch in der Breitenrichtung der Heizfläche die Temperatur nicht veränderlich sein soll, jene Temperatur für die ganze Ausdehnung des Elementes *dF* als constant betrachten, und demnach die durch dieses Element strömende Wärmemenge *dW* zufolge Gleichung 59 und 60 schreiben:

$$dW = w\,(T - t)\,dF$$

Wäre nun die Abhängigkeit für T und t von F, oder mit andern Worten das Gesetz bekannt, nach welchem die Temperaturen mit dem Wachsthum der Heizfläche sich verändern, so könnte man durch Einführung jener Abhängigkeit oder des Ausspruches dieses Gesetzes die Wärmemenge W sofort durch Integration bestimmen. Diese Abhängigkeit lässt sich aber durch die Beachtung auffinden, dass die elementare Wärmemenge, welche durch das Element dF dringt, derjenigen gleich ist, welche beim Vorüberströmen der Gase vor diesem Elemente aus denselben verschwindet. Diese letzte Wärmemenge ist offenbar der Differenz aus derjenigen gleich, welche in den Querschnitt *ac* eintritt, und derjenigen, welche aus dem Querschnitte *b d* austritt, oder arithmetisch gesprochen ist, (Gleichung 16):

$$dW = nAM.\sigma.[T - (T - dT)] = nAM\sigma\,dT$$

sofern dT die der Fläche dF entsprechende Temperaturverminderung bedeutet; und demnach hat die Gleichung Gültigkeit:

$$w\,(T - t)\,dF = -\,nAM\sigma\,dT$$

worin das Minuszeichen gesetzt wurde, weil dem Wachsthume der Heizflächengrösse eine Abnahme der Temperatur T entspricht.

Diese Gleichung kann:

$$w \int_0^F dF = - nAM\sigma \int_{T_0}^{T_1} \frac{dT}{T-t} \quad \ldots . \; 67$$

geschrieben und darin die angedeutete Integration auf der rechten Seite sofort, auf der linken aber erst nach Einführung eines Werthes für t vollzogen werden, welcher diese Temperatur t als abhängig von T in Rechnung bringt. Dieser Werth findet sich aus der Bemerkung, dass die von Beginn der Heizfläche bis an den Querschnitt *ab* eingeleitete Wärmemenge W' einmal durch:

$$W' = nAM\sigma (T_0 - T)$$

das andere Mal durch

$$W' = a\sigma' (t - t_0)$$

sich ausdrückt, woraus:

$$t = \frac{nAM\sigma}{a\sigma'} (T_0 - T) + t_0$$

folgt. Demnach wird aber:

$$- nAM\sigma \int_{T_0}^{T_1} \frac{dT}{T-t} = nAM\sigma \int_{T_1}^{T_0} \frac{dT}{\left(1 + \frac{nAM\sigma}{a\sigma'}\right) T - \frac{nAM\sigma}{a\sigma'} T_0 - t_0}$$

$$= \frac{nAM\sigma}{1 + \frac{nAM\sigma}{a\sigma'}} \ln t \left\{ \frac{T_0 - t_0}{\left(1 + \frac{nAM\sigma}{a\sigma'}\right) T_1 - \frac{nAM\sigma}{a\sigma'} T_0 - t_0} \right\}$$

und beachtet man noch, dass die gesammte eingeleitete Wärme einmal durch:

$$W = nAM\sigma (T_0 - T_1) \quad \ldots . \; 68$$

das andere Mal

$$W = a\sigma' (t_1 - t_0) \quad \ldots . \; 69$$

geschrieben werden kann und dass hieraus

$$t_0 = t_1 - \frac{nAM\sigma}{a\sigma'} (T_0 - T_1)$$

folgt, so erhält man einfacher:

$$- nAM\sigma \int_{T_0}^{T_1} \frac{dT}{T-t} = \frac{nAM\sigma}{1 + \frac{nAM\sigma}{a\sigma'}} \ln t \left\{ \frac{T_0 - t_0}{T_1 - t_1} \right\}$$

und mit Rücksicht auf (68) und (69), wenn W in diesem Falle mit W_p bezeichnet wird,

$$= \frac{W_p}{T_0 - T_1 + t_1 - t_0} \ln t \left\{ \frac{T_0 - t_0}{T_1 - t_1} \right\}$$

Durch Einsetzen dieses Werthes in (67) ergiebt sich schliesslich:

$$W_p = \frac{wF\,(T_0 - T_1 + t_1 - t_0)}{\ln t\,(T_0 - t_0) - \ln t\,(T_0 - t_1)} \quad \ldots .\ 70$$

Diese für die Parallelstromfläche geltende Formel lässt sehr leicht eine Herleitung der für die übrigen Flächenkategorieen gültigen Gleichungen zu, wenn nur beachtet wird, dass in Anwendung auf die Gegenstromheizfläche an die Stelle von t_1 die Temperatur t_0, an die Stelle von t_0 die Temperatur t_1 gesetzt werden muss, dass bei der Nichtstromfläche $t_0 = t_1$ und bei der Dampfheizfläche $t_0 = t_1$ und $T_1 = T_0$ ist.

Es ergiebt sich hiermit für die Gegenstromfläche

$$W_g = \frac{w\,F\,(T_0 - T_1 - t_1 + t_0)}{\ln t\,(T_0 - t_1) - \ln t\,(T_1 - t_0)} \quad \ldots\ 71$$

für die Nichtstromfläche

$$W_n = \frac{w\,.\,F\,(T_0 - T_1)}{\ln t\,(T_0 - t_1) - \ln t\,(T_1 - t_1)} \quad \ldots .\ 72$$

für die Dampfheizfläche:

$$W_d = w\,.\,F\,(T_0 - t_1)^{*)} \quad \ldots\ldots\ldots\ 73$$

Grösse der indirecten Heizfläche. — Durch Transformation der Formeln, welche zu Berechnung der durch eine Gegenstrom-, Parallelstrom-, etc.-Heizfläche übergeführten Wärmemenge soeben abgeleitet wurden, können die zu Ermittelung der indirecten Heizflächengrösse anzuwendenden Formeln mit Leichtigkeit gewonnen werden. Es ergiebt sich:

*) Setzt man, um die für die Dampfheizfläche gültige Formel zu erhalten, in (72) sofort $T_1 = T_0$, so kommt man auf das vieldeutige Symbol $\frac{0}{0}$; verwandelt man aber erst die Logarithmen in Reihen, so wird

$$\ln t\,(T_0 - t_1) - \ln t\,(T_1 - t_1) = 2\left[\frac{T_0 - t_1 - 1}{T_0 - t_1 + 1} + \frac{1}{3}\left(\frac{T_0 - t_1 - 1}{T_0 - t_1 + 1}\right)^3 + \frac{1}{5}\left(\frac{T_0 - t_1 - 1}{T_0 - t_1 + 1}\right)^5 + \ldots\right]$$

$$- 2\left[\frac{T_1 - t_1 - 1}{T_0 - t_1 + 1} + \frac{1}{3}\left(\frac{T_1 - t_1 - 1}{T_1 - t_1 + 1}\right)^3 + \frac{1}{5}\left(\frac{T_1 - t_1 - 1}{T_1 - t_1 + 1}\right)^5 + \ldots\right]$$

$$= 4\,\frac{T_0 - T_1}{(T_0 - t_1 + 1)^2}\left\{1 + \left(\frac{T_0 - t_1 - 1}{T_0 - t_1 + 1}\right)^2 + \left(\frac{T_0 - t_1 - 1}{T_0 - t_1 + 1}\right)^4 + \left(\frac{T_0 - t_1 - 1}{T_0 - t_1 + 1}\right)^6 + \ldots\right\}$$

$$= 4\,\frac{T_0 - T_1}{(T_0 - t_1 + 1)^2} \times - \frac{1}{\left(\frac{T_0 - t_1 - 1}{T_0 - t_1 + 1}\right)^2 - 1} = \frac{T_0 - T_1}{T_0 - t_1}$$

und durch Einführung dieses Werthes entsteht Gleichung (73). Uebrigens wird man zu der Formel für die Dampfheizfläche nicht auf diesem Wege zu gelangen suchen, sondern direct Formel 59 und 60 in Anwendung bringen und die hier gegebene Ableitung nur als Controle für die Richtigkeit der Formeln 70, 71 und 72 ansehen.

a. für die Dampfheizfläche,

wenn die pro Stunde einzuleitende Wärmemenge gegeben ist:

$$F = \frac{W}{w} \frac{1}{T_0 - t_1} \quad . \; . \; . \; . \; 74,$$

wenn die pro Stunde condensirte Dampfmenge (nAM) gegeben ist, wegen W = 550 (nAM) (Watt'sches Gesetz), da 100 sensibele Wärmeeinheiten mit dem Condensationswasser entweichen:

$$F = \frac{550 \text{ (nAM)}}{w (T_0 - t_1)} \quad . \; . \; 75,$$

wenn die Gewichtsmenge des pro Stunde zu erwärmenden Körpers gegeben ist, wegen (69):

$$F = \frac{a \sigma' (t_1 - t_0)}{w (T_0 - t_1)} \quad . \; . \; . \; 76,$$

wenn das Volumen des zu erwärmenden Körpers, auf Null Grade reducirt, gegeben ist:

$$F = \frac{V_0 \delta_0 \sigma' (t_1 - t_0)}{w (T_0 - t_1)} \; . \; . \; . \; 77,$$

wenn das Volumen des pro Stunde zu erwärmenden Körpers im erwärmten Zustande, also bei t_1 Graden gegeben:

$$F = \frac{V \delta_0 \sigma' (t_1 - t_0)}{w (1 + a t_1)(T_0 - t_1)} \; . \; . \; . \; 78.$$

b. für die Nichtstromfläche,

analog, wie bei der Dampfheizfläche:

$$F = \frac{W}{w (T_0 - T_1)} \ln t \left\{ \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1} \right\} \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; 79$$

$$F = \frac{nAM\sigma}{w} \ln t \left\{ \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1} \right\} \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; 80$$

$$F = \frac{a \sigma' (t_1 - t_0)}{w (T_0 - T_1)} \ln t \left\{ \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1} \right\} \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; 81$$

$$F = \frac{V_0 \delta_0 \sigma' (t_1 - t_0)}{w (T_0 - T_1)} \ln t \left\{ \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1} \right\} \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; 82$$

$$F = \frac{V \delta_0 \sigma' (t_1 - t_0)}{w (1 + \alpha t_1)(T_0 - T_1)} \ln t \left\{ \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1} \right\} \; . \; . \; . \; . \; 83$$

c. für die Parallelstromfläche

$$F = \frac{W}{w (T_0 - T_1 + t_1 - t_0)} \ln t \left\{ \frac{T_0 - t_0}{T_1 - t_1} \right\} \; . \; . \; . \; 84$$

$$F = \frac{nAM\sigma}{w} \frac{1}{1 + \frac{nAM\sigma}{a\sigma'}} \mathrm{lnt} \left\{ \frac{T_0 - t_0}{T_1 - t_1} \right\} \quad \ldots . 85$$

$$F = \frac{a\sigma' (t_1 - t_0)}{w (T_0 - T_1 + t_1 - t_0)} \mathrm{lnt} \left\{ \frac{T_0 - t_0}{T_1 - t_1} \right\} \quad \ldots . 86$$

$$F = \frac{V_0 \delta_0 \sigma' (t_1 - t_0)}{w (T_0 - T_1 + t_1 - t_0)} \mathrm{lnt} \left\{ \frac{T_0 - t_0}{T_1 - t_1} \right\} \quad \ldots 87$$

$$F = \frac{V \delta_0 \sigma' (t_1 - t_0)}{w (T_0 - T_1 + t_1 - t_0)(1 + \alpha t_1)} \mathrm{lnt} \left\{ \frac{T_0 - t_0}{T_1 - t_1} \right\} 88$$

d. für die Gegenstromfläche

$$F = \frac{W}{w (T_0 - T_1 - t_1 + t_0)} \mathrm{lnt} \left\{ \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_0} \right\} \quad \ldots . 89$$

$$F = \frac{nAM\sigma}{w} \frac{1}{1 - \frac{nAM\sigma}{a\sigma'}} \mathrm{lnt} \left\{ \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_0} \right\} \quad \ldots 90$$

$$F = \frac{a\sigma' (t_1 - t_0)}{w (T_0 - T_1 - t_1 + t_0)} \mathrm{lnt} \left\{ \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_0} \right\} \quad \ldots 91$$

$$F = \frac{V_0 \delta_0 \sigma' (t_1 - t_0)}{w (T_0 - T_1 - t_1 + t_0)} \mathrm{lnt} \left\{ \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_0} \right\} \quad \ldots 92$$

$$F = \frac{V \delta_0 \sigma' (t_1 - t_0)}{w (1 + a t_1)(T_0 - T_1 - t_1 + t_0)} \mathrm{lnt} \left\{ \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_0} \right\} 93$$

Wirkungsgrad der indirecten Heizfläche. — In sehr vielen Fällen ist die Temperatur T_1, mit welcher die Heizgase von der Heizfläche F abströmen, nicht direct gegeben, sondern muss aus dem Postulat ermittelt werden, dass die Heizfläche ein bestimmtes Güteverhältniss oder einen bestimmten Wirkungsgrad liefern soll.

Unter Güteverhältniss, oder Wirkungsgrad ist nun Folgendes zu verstehen.

Noch heutzutage findet man die Güte eines Erwärmungs- oder Verdampfungsapparates nach der von ihm pro Kilogr. Brennmaterial gelieferten Gewichtsmenge des erwärmten oder verdampften Körpers beurtheilt; man hört angeführt, die oder jene Dampfkesselart habe pro Kilogr. Steinkohle so und so viel Dampf, eine andere nur so und so viel geliefert, und daraus den Schluss gezogen, dass die erste absolut besser als die zweite sei; man sieht ferner, dass ein Maass für die Güte eines Calorifers schon darin gefunden wird, wenn die Luftmenge und die Temperaturerhöhung gemessen ist, welche er und bis auf welche er dieselbe erwärmt. Indessen sind diese Verfahrungsarten sehr irrig; denn wie die hier angestellten Untersuchungen nachweisen, ist jede

Dampfkesselart, jede Caloriferconstruction ebensoviel Dampf, oder ebensoviel heisse Luft pro Kilogr. Brennmaterial zu liefern fähig, als jede beliebige andere, und man hat es, einen Dampfkessel oder einen Calorifer, seine Constructionsart sei wie sie wolle, so herzustellen gänzlich in der Hand, dass er so viel oder so viel Dampf, resp. heisse Luft pro Kilogr. Brennmaterial hervorbringt. Ist dies aber der Fall, so muss offenbar zu Beurtheilung der Güte oder der Zweckmässigkeit noch ein anderer Factor herbeigezogen werden und dieser Factor ist, wie später genauer erudirt werden wird, der Kostenpunkt; man vergleicht zwei verschiedene Arten von Erwärmungs- oder Verdampfungsapparaten, welche pro Kilogr. Brennmaterial gleiche Gewichtsmengen an erwärmtem Körper oder an Dampf liefern, indem man untersucht, welche von beiden die geringsten Herstellungs-, resp. Unterhaltungskosten erfordert.

Dass in der That mit derselben Constructionsart eines Erwärmungsapparates sehr verschiedene Gewichtsmengen an erwärmtem Körper pro Kilogr. Brennmaterial gewonnen werden können, geht schon aus der Betrachtung hervor, bei welcher man an einen gegebenen Apparat und an den Erfolg denkt, den verschiedene Consumtionen von Brennmaterial unter diesem Apparate liefern; werden M Kilogr. Steinkohlen unter demselben verbrannt, so dringt im Ganzen weniger, aber pro Kilogr. Steinkohle mehr Wärme durch seine Heizfläche, als wenn 2 M oder 3 M Kilogramme in derselben Zeit unter ihm verbraucht werden, da im ersten Falle die Verbrennungsproducte sich nothwendig bis zu geringerem Temperaturgrade, als im zweiten, abkühlen müssen und offenbar die grösste Wärmemenge pro Kilogr. Steinkohle eingeleitet wird, wenn man den Verbrennungsproducten den ganzen Wärmegehalt entzieht.

Daher kann denn bei Herstellung eines Apparates, seine Form oder seine Constructionsart sei welche sie wolle, als Forderung vorausgestellt werden, dass seine Heizfläche pro Kilogr. Brennmaterial eine bestimmte, wenn allerdings in den Grenzen der Möglichkeit gelegene Gewichtsmenge an zu erwärmendem oder zu verdampfendem Körper liefere. Diese Forderung aber wird besser und präciser und auch allgemeiner gültig durch das Verhältniss ausgedrückt, in welchem die in die Heizfläche eingeleitete zu der ihr zugeführten Wärmemenge steht, da alsdann die Untersuchung ausgeschlossen bleibt, ob ein Erfüllen der Forderung auch möglich ist. Nennt man nun jenes Verhältniss „Güteverhältniss“, wie es von Redtenbacher geschieht, oder mit Weisbach „Wirkungsgrad“, so ist die Definition desselben durch die Gleichung:

$$\text{Wirkungsgrad} = \frac{\text{Von der Heizfläche aufgenommene Wärmemenge}}{\text{Der Heizfläche zugeführte Wärmemenge}}$$

gegeben, oder symbolisch ausgedrückt, wenn η den Wirkungsgrad bezeichnet

$$\eta = \frac{nAM\sigma\,(T_0 - T_1)}{nAM\sigma \,.\, T_0} = \frac{T_0 - T_1}{T_0} \quad \ldots\ldots \quad 94$$

oder auch, wenn die Heizgase Verbrennungsproducte sind:

$$\eta = \frac{W}{\eta_1 \, k \, M} \quad \ldots . \; 95.$$

Zufolge dieser Definition erreicht eine Heizfläche den Grad der Vollkommenheit, wenn ihr Wirkungsgrad der Einheit gleich ist, und daher wird der Wirkungsgrad in praxi immer unter 1 bleiben, also = 0,9, 0,8, 0,7 oder etc. sein. Wird beispielsweise einem Erwärmungsapparate eine Wärmemenge von 6000 Calorieen zugeführt und er nimmt 4000 davon auf, so ist sein Wirkungsgrad

$$\eta = \frac{4000}{6000} = 0,66$$

Soll ein Dampfkessel pro Kilogr. Steinkohle 8 Kilogr. Wasser verdampfen, so ist, wenn die theoretische Heizkraft k der Steinkohle = 7500 Calorieen beträgt und der Wirkungsgrad η_1 des Feuerraums zu 0,9 angenommen werden kann,

$$\eta = \frac{8 \,.\, 650}{0,9 \,.\, 7500} = 0,77$$

anzuordnen.

Wird der Wirkungsgrad angenommen, so berechnet sich umgekehrt die Temperatur T_1 der abziehenden Heizgase durch Formel 94 zu:

$$T_1 = (1 - \eta) \, T_0 \quad \ldots . . \; 96$$

und sind die Heizgase Verbrennungsproducte, so findet sich T_0 nach einer der Formeln 43, 49, 51.

Der Wirkungsgrad der Dampfheizfläche berechnet sich zufolge obiger Definitions-Gleichung durch:

$$\eta = \frac{606,5 - 0,695 \; T_0}{606,5 + 0,305 \; T_0} \quad \ldots . . \; 97.$$

Da nach Regnault's Experimenten in 1 Kilogr. Wasserdampf 606,5 + 0,305 T_0 Wärmeeinheiten enthalten sind und da pro Kilogr. Dampf T_0 Wärmeeinheiten mit dem Condensationswasser entweichen, also nur 606,5 + 0,305 T_0 — T_0 = 606,5 — 0,695 T_0 Calorieen von der Heizfläche aufgenommen werden können.

Soll der Wirkungsgrad eines vorhandenen Apparates ermittelt werden und sind die nach Formel 94 und 95 dazu erforderlichen Beobachtungselemente T_1 oder W nicht aufzufinden, so kann man denselben mit Hülfe der Formeln 79 bis 93 folgendermaassen berechnen.

a. für die Nichtstromfläche.

Aus Formel 80 und 94 folgt wegen 96 direct:

$$\eta = \frac{T_0 - t_1}{T_0} \left[1 - e^{-\frac{w F}{n A M \sigma}} \right] \quad \ldots . . \; 98$$

Ist auch t_1 nicht unmittelbar zu messen, sondern statt dessen die Ge-

wichtsmenge des erwärmten Körpers und dessen Anfangstemperatur t_0, so ergiebt sich mit Hülfe von 68 und 69

$$\eta = \frac{T_0 - t_0}{T_0} \frac{1 - e^{-\frac{w F}{n A M \sigma}}}{1 + \frac{n A M \sigma}{a \sigma'}\left[1 - e^{-\frac{w F}{n A M \sigma}}\right]} \ldots\ldots\ldots 99$$

und sind die Heizgase Verbrennungsproducte und es ist keine directe Heizfläche vorhanden, so dass nach Formel 51: $T_0 = \frac{\eta_1 k}{n A \sigma}$ gesetzt werden kann, so wird:

$$\eta = \left[1 - \frac{n A \sigma}{\eta_1 k} t_1\right]\left[1 - e^{-\frac{w F}{n A M \sigma}}\right] \ldots\ldots\ldots 100$$

oder

$$\eta = \left[1 - \frac{n A \sigma}{\eta_1 . k} t_0\right]\left\{\frac{1 - e^{-\frac{w F}{n A M \sigma}}}{1 + \frac{n A M \sigma}{a \sigma'}\left[1 - e^{-\frac{w F}{n A M \sigma}}\right]}\right\} 101$$

b. für die Parallelstromfläche

erhält man direct aus Formel 85 und 94:

$$\eta = \frac{T_0 - t_1 - (T_0 - t_0)\, e^{-w F\left[\frac{1}{n A M \sigma} + \frac{1}{a \sigma'}\right]}}{T_0} \ldots\ldots 102$$

für den Fall, dass t_1 nicht, aber a und t_0 gegeben, aus 68 und 69

$$\eta = \frac{T_0 - t_0}{T_0} \cdot \frac{1 - e^{-w F\left[\frac{1}{n A M \sigma} + \frac{1}{a \sigma'}\right]}}{1 + \frac{n A M \sigma}{a \sigma'}} \ldots\ldots 103$$

und für den Fall, dass die Heizgase aus Verbrennungsproducten bestehen, und die strahlende Wärme nicht direct in die Heizfläche dringt:

$$\eta = \left[1 - \frac{n A \sigma}{\eta_1 k} t_0\right]\left\{\frac{1 - e^{-w F\left[\frac{1}{n A M \sigma} + \frac{1}{a \sigma'}\right]}}{1 + \frac{n A M \sigma}{a \sigma'}}\right\} 104.$$

c. für die Gegenstromfläche

ergiebt sich zuerst aus Formel 90:

$$\eta = \frac{T_0 - t_0 - (T_0 - t_1)\, e^{-wF\left[\frac{1}{nAM\sigma} - \frac{1}{a\sigma'}\right]}}{T_0} \quad \ldots . 105$$

nach Einführung des durch a und t_0 ausgedrückten t_1:

$$\eta = \frac{T_0 - t_0}{T_0} \cdot \frac{1 - e^{-wF\left[\frac{1}{nAM\sigma} - \frac{1}{a\sigma'}\right]}}{1 - \frac{nAM\sigma}{a\sigma'}\, e^{-wF\left[\frac{1}{nAM\sigma} - \frac{1}{a\sigma'}\right]}} \quad 106$$

und nach Einführung des bei Verbrennungsproducten und ohne directe Heizfläche gültigen Werthes für T_0:

$$\eta = \left[1 - \frac{nA\sigma}{\eta_1 k}\, t_0\right] \left\{ \frac{1 - e^{-wF\left[\frac{1}{nAM\sigma} - \frac{1}{a\sigma'}\right]}}{1 - \frac{nAM\sigma}{a\sigma'}\, e^{-wF\left[\frac{1}{nAM\sigma} - \frac{1}{a\sigma'}\right]}} \right\} \quad 107$$

Diese Formeln würden zu ungenaue Resultate liefern, wollte man sie durch Umwandlung von $e^{-\frac{wF}{nAM\sigma}}$ in eine Reihe, also durch Gleichsetzen von:

$$1 - e^{-\frac{wF}{nAM\sigma}} = \frac{wF}{nAM\sigma} - \frac{1}{2}\left(\frac{wF}{nAM\sigma}\right)^2 + \frac{1}{6}\left(\frac{wF}{nAM\sigma}\right)^3 + \ldots .$$

und Beibehaltung nur des 1^{sten} Gliedes dieser Reihe vereinfachen.

Directe Heizfläche. — Die über dem glühenden oder flammenden Brennmaterial liegende directe Heizfläche nimmt ausser der Wärmemenge, welche sie von den heissen Verbrennungsproducten durch Contact erhält, noch diejenige auf, welche von dem glühenden Brennmaterial durch Strahlung emittirt wird, oder doch einen gewissen aliquoten Theil dieser letzten.

Die Menge derselben ist keineswegs unbeträchtlich und muss daher, wo sie zur Geltung kommt, sehr wohl in Rechnung gezogen werden; sie ist so bedeutend, dass Viele anrathen, bei Construction eines Erwärmungs- oder Verdampfungsapparates vorzüglich darauf zu achten, dass die directe Heizfläche möglichst gross ausfalle. Dabei darf indessen nicht vergessen werden, dass aus der starken Wärmeentziehung, welche

das sofortige Ausnutzen der strahlenden Wärme begleitet, ein erheblicher Nachtheil für die günstige Verbrennung des Brennmaterials, also ein Deprimiren des Wirkungsgrades η_1 erwachsen kann.

Giebt es auch einige Brennmaterialsorten, welche, in einen zu hoch temperirten Feuerraum geworfen, so übermässig viel Gase plötzlich entwickeln, dass ein grosser Theil derselben unverbrannt entweichen würde, und für welche demnach auch aus diesem Grunde eine directe Heizfläche von Vortheil wäre, so ist doch eine bekannte Thatsache, dass die meisten Brennmaterialien zu günstiger Verbrennung einer sehr hohen Temperatur bedürfen, und dass man Alles aufbieten muss, um diese hohe Temperatur im Feuerraume entstehen zu machen. Bringt man daher, anstatt eine ausgedehnte, directe Heizfläche anzuordnen, als oberen Abschluss des Feuerraumes ein Mauerwerk an, welches, dick genug, die ausgestrahlte Wärme nicht durchlässt, so wird sehr bald nach eingetretener Wirksamkeit des Apparates keine Wärme mehr vom Brennmaterial ausgestrahlt werden und daher im Feuerraume immer die möglichst hohe Temperatur herrschen; in einigen Stadien des Verbrennungsprocesses wird sogar vom Mauerwerk eine Rückstrahlung stattfinden und zwar in denjenigen Stadien, wo durch Aufwerfen von frischem Brennmaterial der Feuerraum abgekühlt wird, wo aber eine hohe Temperatur gerade am nothwendigsten ist, und daher kann dieser übermauerte, die strahlende Wärme nicht direct ausnutzende Feuerraum sehr wohl den totalen Effect vermehren und vortheilhafter als eine directe Heizfläche sein.

Eine Entscheidung hierüber würde in jedem besondern Falle, wo eine Feuerungsanlage construirt werden soll, durch ein Gegenüberstellen der für jene Wechselfälle aufzuwendenden Anlagekosten und des aus ihnen zu ziehenden Gewinnes abgegeben werden müssen; denn um einem zu erwärmenden Körper eine bestimmte Wärmemenge zuzuführen, muss im Falle eines übermauerten Feuerraumes eine grössere Heizfläche aufgewendet werden, als im andern Falle, aber dafür wird auch ein grösserer Wirkungsgrad η_1 und demnach eine Ersparung an Brennmaterial erreicht. Es fragt sich also, ob die durch diesen grösseren Wirkungsgrad gewonnene Ersparung den für die grössere Heizfläche vermehrten Anlagekosten das Gleichgewicht hält.

Handelt es sich darum, für eine Heizfläche von gegebenen Dimensionen über den Vortheil oder Nachtheil der directen Heizfläche zu entscheiden, so hat man zu beachten, dass den Gesammtwirkungsgrad $\eta \eta_1$ möglichst gross zu erhalten angestrebt werden muss; es kann das durch Vergrösserung entweder von η oder von η_1 geschehen und zwar das erste, indem man die directe Heizfläche anordnet, das zweite indem man den Feuerraum übermauert. Diese Fragen in runden Zahlen hier zu beantworten, ist indessen leider nicht möglich, da die einzelnen Brennmaterialsorten ein zu verschiedenes Verhalten in dieser Beziehung zeigen, und man überhaupt den Wirkungsgrad η_1 für verschiedene Constructionsmodalitäten des Feuerraumes noch nicht zuberechnen vermag.

Auch zu genauer Berechnung der vom Brennmaterial ausgestrahlten und von der directen Heizfläche aufgenommenen Wärmequantität fehlen die experimentellen Unterlagen. Bezeichnet

β die Wärmemenge, welche pro □ Meter Rostoberfläche und pro Stunde ausgestrahlt wird,

R die Grösse der Rostoberfläche in □ Metern,

β' die ausgestrahlte Wärmemenge, welche die directe Heizfläche pro □ Meter und pro Stunde aufnimmt,

F_d die Grösse der directen Heizfläche in Metern, so ist die gesammte, in jeder Stunde ausgestrahlte Wärmemenge

$$MS = \beta R$$

und die gesammte, in die directe Heizfläche eingestrahlte (abgesehen von derjenigen, welche diese Heizfläche durch Contact aufnimmt)

$$S' = \beta' F_d$$

Nun ist β von der besondern Natur des Brennmaterials, von dessen Oberflächentemperatur T'_0 und von der Temperatur t_1 der directen Heizfläche abhängig, also im Allgemeinen

$$\beta = f\,(T'_0,\, t_1);$$

ferner β', welches nicht etwa $= \beta$, sondern auch von der Entfernung e der Heizfläche von dem Roste abhängig ist

$$= \varphi\,(T'_0,\, t_1,\, e),$$

und demnach würde diese Beziehung experimentell bestimmt sein müssen.

Allein genügend genaue Versuche sind hierüber noch nicht angestellt worden; die empirische, für die Strahlbarkeit der Oberflächen von Péclet aufgestellte, auf Seite 70 bereits mitgetheilte Formel, wonach

$$\beta = 124{,}72\,.\,K\,.\,a^{t_1}\left(a^{T'_0 - t_1} - 1\right)$$

sich ergeben würde, sollte ihrer Structur und Herleitung nach zwar anwendbar sein, aber es zeigt sich sehr bald, dass sie für diesen Fall durchaus nicht passt, da sie, selbst wenn man T'_0 abnorm klein voraussetzt, Werthe liefert, welche ausser den Grenzen der Möglichkeit liegen, oder doch unzweifelhaft verkehrt sind.

Daher ist man, um wenigstens approximative Resultate zu erhalten, mit denjenigen Péclet'schen Versuchsergebnissen vorläufig sich zu begnügen genöthigt, nach welchen die ausgestrahlte Wärme:

beim Holze	$\frac{1}{4}$
bei der Holzkohle	. . . $\frac{1}{3}$ bis $\frac{1}{2}$
„ „ Steinkohle	
„ „ Torfkohle	
„ „ Braunkohle	
beim Torfe	
beim Kok	über $\frac{1}{2}$

von der totalen, auf dem Roste erzeugten beträgt, so dass also z. B. für Steinkohlen

$$\beta R = 0{,}3\ \eta_1 k M$$

oder im Allgemeinen für irgend welches Brennmaterial, wenn

ω das Verhältniss bezeichnet, in welchem die ausgestrahlte zu der total erzeugten Wärmemenge steht

$$\beta = \omega\ \eta_1 k \frac{M}{R} \dots\dots\dots\dots 108$$

sein würde.

Dass diese Berechnungsweise nur ganz ungefähre Resultate liefern kann, bedarf nach den obigen Erörterungen kaum der Erwähnung; denn sie ist, wenn man den allgemein gültigen Fall im Auge hat, vollständig unrationell, da sie die ausgestrahlte Wärmemenge weder von der Oberflächengrösse des ausgebreiteten Brennmaterials, noch von den Temperaturen T'_0 und t_1 abhängig macht und demnach es gleichgültig erklärt, ob eine bestimmte Brennmaterialmenge auf grossem oder kleinem Roste verbrannt wird, ob die Temperatur T'_0 der Brennmaterialoberfläche und ob die Temperatur des über dem Brennmaterial liegenden Körpers hoch oder niedrig ist. Indessen kann sie verwendet werden, wenn es sich um Bestimmung der ausgestrahlten Wärmemenge in den Fällen handelt, wo das Brennmaterial unter der directen Heizfläche eines Dampfkessels, einer Sudpfanne und ähnlicher Apparate ausgebreitet ist, und eine mittlere Menge desselben pro □ Meter Rostoberfläche (70 Kilogr.) verbrannt wird.

Der Apparat, dessen sich Péclet zu Ermittelung obiger Verhältnisse bediente, besteht aus einem doppelwandigen, vertikal gestellten Cylinder, in dessen Mitte ein aus Draht geflochtenes, das glühende Brennmaterial aufnehmende Netz gehängt wurde. Aus der Temperaturzunahme der Cylinderwände und des zwischen den Doppelwänden befindlichen Wassers und aus dem in derselben Zeit erfolgten Gewichtsverluste an Brennmaterial berechnete Péclet, wie viel Wärme pro Kilogr. Brennmaterial durch die Seitenwände des Cylinders eingestrahlt war, und aus einer Reduction dieser Zahl auch auf diejenigen Flächen, welche den nach oben und unten emittirten Theil der strahlenden Wärme aufgenommen haben würden und welche nicht angeordnet waren, um das Eindringen der Contact-Wärme zu verhüten, fand er obige Verhältnisszahlen.

Uebrigens giebt er selbst diese Versuche für ganz rohe und ohngefähre aus, welche eigentlich nur zu zeigen bestimmt sein sollen, dass die ausgestrahlte Wärmemenge einen beträchtlichen Bruchtheil der gesammten, auf dem Roste erzeugten und durch die totale Heizfläche geleiteten ausmacht. In der That würde man zufolge dieser Versuche durch die immer nur sehr kleine directe Heizfläche fast ebensoviel Wärme leiten können, als durch die indirecte, selbst wenn letztere einen Wirkungsgrad $\eta = 1$ hätte, also unendlich gross wäre und sofern der

Wirkungsgrad η_1 im Anwendungsfalle sowohl einer directen Heizfläche, als eines übermauerten Feuerraumes sich gleich bliebe.

Die Unkenntniss in der genauen Ermittelung dieser strahlenden Wärme ist als eine Lücke zu beklagen, nicht allein in Bezug auf den hier in Rede stehenden, sondern auch in Bezug auf manche anderen Zwecke der Pyrotechnik; viele Versuche und experimentellen Ergebnisse ist man deshalb zu weiterer Forschung auszubeuten noch nicht bemittelt.

Totale Heizfläche. — Die totale Heizfläche eines Apparates besteht entweder nur aus einer indirecten, oder setzt sich aus indirecter und directer Heizfläche zusammen. Zu Berechnung ihrer Grösse, oder der Wärmemenge, welche sie aufnimmt, können daher im 1sten Falle die bereits abgeleiteten Formeln ohne Weiteres zur Anwendung kommen, im 2ten Falle aber bedürfen jene Formeln noch einiger Modificationen.

Um diese Abänderungen vorzunehmen, ist zu beachten, dass die totale Heizfläche im 2ten Falle nicht als eine Summe aus directer und indirecter Heizfläche sich zusammensetzt, sondern dass die directe innerhalb der indirecten liegt, also einen Theil derselben ausmacht; denn durch die directe Heizfläche dringt eine gewisse Wärmemenge vermöge Contact in derselben Weise, wie durch die indirecte, und gleichzeitig nimmt sie auch die ausgestrahlte Wärme auf.

Aus diesem Grunde können die für die indirecte Heizfläche aufgestellten Formeln mit der einzigen Abänderung auch für die totale Heizfläche angewendet werden, dass in denselben

$$W - \beta' F_d \text{ statt } W$$

geschrieben und die Temperatur T_0 vermöge (51) durch:

$$T_0 = \frac{\eta_1 k - S}{n A \sigma}$$

berechnet wird.

Setzt man nun angenähert $\beta' F_d = \beta R$, schreibt ferner $S = \beta \frac{R}{M}$ und bestimmt β durch Formel (108), so ergiebt sich zunächst:

$$T_0 = \frac{\eta_1 k (1 - \omega)}{n A \sigma} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \; 109$$

$$W - \beta' F_d = W - \omega \eta_1 k M.$$

und durch Einführung dieser Werthe in die Formeln 79 bis 93 erhält man Formeln zu Berechnung der totalen Heizfläche. Ehe indessen diese Einführung vollzogen wird, ist zu bemerken, dass in den Fällen, wo W gegeben ist, M als unbekannt betrachtet und demnach in obiger Gleichung durch bekannte Grössen und zwar durch den immer im Postulat enthaltenen Wirkungsgrad ausgedrückt werden muss. Zu dem Ende braucht man nur zu beachten, dass die gesammte auf dem Roste erzeugte Wärmemenge der durch die totale Heizfläche geleiteten, vermehrt

um diejenige, welche von den Verbrennungsproducten in den Schornstein abgeführt wird, gleich ist, dass also

$$\eta_1 \mathrm{k M} = \mathrm{W} + \mathrm{n A M} \sigma \mathrm{T}_1$$

geschrieben werden kann. Wegen $\mathrm{T}_1 = (1-\eta)\,\mathrm{T}_0 = (1-\eta)\,\frac{\eta_1 \mathrm{k}\,(1-\omega)}{\mathrm{n A}\sigma}$ (siehe 96) folgt hieraus

$$\eta_1 \mathrm{k M} = \frac{\mathrm{W}}{(1-\omega)\,\eta + \omega}$$

und demnach:

$$\mathrm{W} - \beta' \mathrm{F_d} = \mathrm{W}\left[\frac{(1-\omega)\,\eta}{(1-\omega)\,\eta + \omega}\right] \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots \; 109.\ \mathrm{a.}$$

Mit diesen Werthen und unter Beachtung, dass $(\mathrm{T}_0 - \mathrm{T}_1) = \eta\,\mathrm{T}_0$ ist, ergiebt sich die totale Heizfläche $\mathrm{F_t}$

a. mit indirecter Nichtstromfläche

$$\mathrm{F_t} = \frac{\mathrm{W}}{\mathrm{w}}\,\frac{\mathrm{n A}\sigma}{\eta_1 \mathrm{k}\,[(1-\omega)\,\eta + \omega]}\,\mathrm{lnt}\left\{\frac{\eta_1 \mathrm{k}\,(1-\omega) - \mathrm{n A}\sigma \mathrm{t}_1}{\eta_1 \mathrm{k}(1-\omega)\,(1-\eta) - \mathrm{n A}\sigma \mathrm{t}_1}\right\} \;\ldots 110$$

$$\mathrm{F_t} = \frac{\mathrm{n A M}\sigma}{\mathrm{w}}\,\mathrm{lnt}\left\{\frac{\eta_1 \mathrm{k}\,(1-\omega) - \mathrm{n A}\sigma \mathrm{t}_1}{\eta_1 \mathrm{k}\,(1-\omega)\,(1-\eta) - \mathrm{n A}\sigma \mathrm{t}_1}\right\} \;\ldots\ldots\ldots\; 111$$

$$\mathrm{F_t} = \frac{\mathrm{a}\sigma'\,(\mathrm{t}_1 - \mathrm{t}_0)\,\mathrm{n A}\sigma}{\mathrm{w}\eta\,\eta_1 \mathrm{k}\,(1-\omega)}\,\mathrm{lnt}\left\{\frac{\eta_1 \mathrm{k}\,(1-\omega) - \mathrm{n A}\sigma \mathrm{t}_1}{\eta_1 \mathrm{k}\,(1-\omega)\,(1-\eta) - \mathrm{n A}\sigma \mathrm{t}_1}\right\} \;\ldots\ldots 112$$

$$\mathrm{F_t} = \frac{\mathrm{V}_0\,\delta_0\,\sigma'\,(\mathrm{t}_1 - \mathrm{t}_0)\,\mathrm{n A}\sigma}{\mathrm{w}\eta\,\eta_1 \mathrm{k}\,(1-\omega)}\,\mathrm{lnt}\left\{\frac{\eta_1 \mathrm{k}\,(1-\omega) - \mathrm{n A}\sigma \mathrm{t}_1}{\eta_1 \mathrm{k}(1-\omega)(1-\eta) - \mathrm{n A}\sigma \mathrm{t}_1}\right\} \;\ldots 113$$

$$\mathrm{F_t} = \frac{\mathrm{V}\,\delta_0\,\sigma'\,(\mathrm{t}_1 - \mathrm{t}_0)\,\mathrm{n A}\sigma}{\mathrm{w}(1+\alpha \mathrm{t}_1)\,\eta\,\eta_1 \mathrm{k}(1-\omega)}\,\mathrm{lnt}\left\{\frac{\eta_1 \mathrm{k}\,(1-\omega) - \mathrm{n A}\sigma \mathrm{t}_1}{\eta_1 \mathrm{k}\,(1-\omega)\,(1-\eta) - \mathrm{n A}\sigma \mathrm{t}_1}\right\} 114$$

b. mit indirecter Parallelstromfläche

$$\mathrm{F_t} = \frac{\mathrm{W}}{\mathrm{w}}\,\frac{(1-\omega)\,\eta\,\mathrm{n A}\sigma}{[(1-\omega)\,\eta + \omega]\,[\eta\,\eta_1 \mathrm{k}\,(1-\omega) + \mathrm{n A}\sigma\,(\mathrm{t}_1 - \mathrm{t}_0)]} \times$$

$$\mathrm{lnt}\left\{\frac{\eta_1 \mathrm{k}\,(1-\omega) - \mathrm{n A}\sigma \mathrm{t}_0}{\eta_1 \mathrm{k}\,(1-\omega)\,(1-\eta) - \mathrm{n A}\sigma \mathrm{t}_1}\right\} \;\ldots\ldots\; 115$$

$$\mathrm{F_t} = \frac{\mathrm{n A M}\sigma}{\mathrm{w}}\,\frac{1}{1 + \dfrac{\mathrm{n A M}\sigma}{\mathrm{a}\sigma'}}\,\mathrm{lnt}\left\{\frac{\eta_1 \mathrm{k}(1-\omega) - \mathrm{n A}\sigma \mathrm{t}_0}{\eta_1 \mathrm{k}(1-\omega)(1-\eta) - \mathrm{n A}\sigma \mathrm{t}_1}\right\} \;\ldots\; 116$$

$$\mathrm{F_t} = \frac{\mathrm{a}\sigma'\,(\mathrm{t}_1 - \mathrm{t}_0)\,\mathrm{n A}\sigma}{\mathrm{w}[\eta\,\eta_1 \mathrm{k}(1-\omega) + \mathrm{nA}\sigma(\mathrm{t}_1 - \mathrm{t}_0)]}\,\mathrm{lnt}\left\{\frac{\eta_1 \mathrm{k}(1-\omega) - \mathrm{nA}\sigma \mathrm{t}_0}{\eta_1 \mathrm{k}(1-\omega)(1-\eta) - \mathrm{nA}\sigma \mathrm{t}_1}\right\} 117$$

$$F_t = \frac{V_0\, \delta_0\, \sigma' (t_1 - t_0)\, nA\sigma}{w\,[\eta\,\eta_1\, k(1-\omega) + nA\sigma(t_1 - t_0)]} \ln t \left\{ \frac{\eta_1 k(1-\omega) - nA\sigma t_0}{\eta_1 k(1-\omega)(1-\eta) - nA\sigma t_1} \right\} \quad 118$$

$$F_t = \frac{V\,\delta_0\,\sigma'(t_1 - t_0)\, nA\sigma}{w[\eta\,\eta_1\, k(1-\omega) + nA\sigma(t_1 - t_0)](1+\alpha t_1)} \ln t \left\{ \frac{\eta_1 k(1-\omega) - nA\sigma t_0}{\eta_1 k(1-\omega)(1-\eta) - nA\sigma t_1} \right\} \quad 119$$

c. mit indirecter Gegenstromfläche

$$F_t = \frac{W}{w}\, \frac{(1-\omega)\,\eta\, nA\sigma}{[(1-\omega)\eta + \omega]\,[\eta\,\eta_1 k(1-\omega) - nA\sigma(t_1 - t_0)]} \ln t \left\{ \frac{\eta_1 k(1-\omega) - nA\sigma t_1}{\eta_1 k(1-\omega)(1-\eta) - nA\sigma t_0} \right\} \quad 120$$

$$F_t = \frac{nAM\sigma}{w}\, \frac{1}{1 - \frac{nAM\sigma}{a\sigma'}} \ln t \left\{ \frac{\eta_1 k(1-\omega) - nA\sigma t_1}{\eta_1 k(1-\omega)(1-\eta) - nA\sigma t_0} \right\} \ldots \quad 121$$

$$F_t = \frac{a\sigma'(t_1 - t_0)\, nA\sigma}{w\,[\eta\,\eta_1\, k(1-\omega) - nA\sigma(t_1 - t_0)]} \ln t \left\{ \frac{\eta_1 k(1-\omega) - nA\sigma t_1}{\eta_1 k(1-\omega)(1-\eta) - nA\sigma t_0} \right\} \quad 122$$

$$F_t = \frac{V_0\,\delta_0\,\sigma'(t_1 - t_0)\, nA\sigma}{w\,[\eta\,\eta_1\, k(1-\omega) - nA\sigma(t_1 - t_0)]} \ln t \left\{ \frac{\eta_1 k(1-\omega) - nA\sigma t_1}{\eta_1 k(1-\omega)(1-\eta) - nA\sigma t_0} \right\} \quad 123$$

$$F_t = \frac{V\,\delta_0\,\sigma'(t_1 - t_0)\, nA\sigma}{w[\eta\eta_1 k(1-\omega) - nA\sigma(t_1 - t_0)](1+\alpha t_1)} \ln t \left\{ \frac{\eta_1 k(1-\omega) - nA\sigma t_1}{\eta_1 k(1-\omega)(1-\eta) - nA\sigma t_0} \right\} \quad 124$$

In diese Formeln kann auch nach Gleichung 125:

$$\eta = \frac{\eta_t - \omega}{1 - \omega}$$

eingesetzt werden.

Wirkungsgrad der totalen Heizfläche. — Zufolge der für den Wirkungsgrad aufgestellten Definition und zufolge Formel 95 drückt sich der Wirkungsgrad η_t der totalen Heizfläche zunächst aus durch:

$$\eta_t = \frac{W}{\eta_1 kM}$$

Nun ist aber nach (109. a) und 108

$$W = \omega\,\eta_1\, kM + W\left[\frac{(1-\omega)\,\eta}{(1-\omega)\,\eta + \omega}\right]$$

und daher

$$\eta_t = \omega + \frac{W}{\eta_1 kM}\left[\frac{(1-\omega)\,\eta}{(1-\omega)\,\eta + \omega}\right]$$

$$= \omega + \eta_t \left[\frac{(1-\omega)\,\eta}{(1-\omega)\,\eta + \omega}\right]$$

oder

$$\eta_t = \omega + (1-\omega)\,\eta \quad \ldots\ldots \quad 125.$$

Man braucht daher, um den Wirkungsgrad der totalen Heizfläche zu berechnen, nur die den Kategorieen der indirecten Heizflächen entsprechenden Wirkungsgrade in diese Formel einzuführen, muss indessen dabei berücksichtigen, dass die in jenen Formeln vorkommende Temperatur T_0 für diesen Fall durch $T_0 = \frac{\eta_1 k\,(1-\omega)}{nA\sigma}$ auszudrücken ist.

Hiernach ergiebt sich für die totale Heizfläche:

a. mit Nichtstromfläche:

$$\eta_t = \omega + \left[1-\omega-\frac{nA\sigma}{\eta_1 k}t_1\right]\left[1-e^{-\frac{w}{nAM\sigma}}\right] \quad \ldots\ldots\ldots \quad 126$$

oder auch:

$$\eta_t = \omega + \left[1-\omega-\frac{nA\sigma}{\eta_1 k}t_0\right]\left\{\frac{1-e^{-\frac{wF}{nAM\sigma}}}{1+\frac{nAM\sigma}{a\sigma'}\left[1-e^{-\frac{wF}{nAM\sigma}}\right]}\right\} \quad 127$$

b. mit Parallelstromfläche:

$$\eta_t = \omega + \left[1-\omega-\frac{nA\sigma}{\eta_1 k}t_0\right]\left\{\frac{1-e^{-wF\left[\frac{1}{nAM\sigma}+\frac{1}{a\sigma'}\right]}}{1+\frac{nAM\sigma}{a\sigma'}}\right\} \quad \ldots\ldots \quad 128$$

c. mit Gegenstromfläche:

$$\eta_t = \omega + \left[1-\omega-\frac{nA\sigma}{\eta_1 k}t_0\right]\left\{\frac{1-e^{-wF\left[\frac{1}{nAM\sigma}-\frac{1}{a\sigma'}\right]}}{1-\frac{nAM\sigma}{a\sigma'}e^{-wF\left[\frac{1}{nAM\sigma}-\frac{1}{a\sigma'}\right]}}\right\} \quad 129$$

Anwendung der Formeln.

Wenn die Gestalt der Heizflächenformeln als eine keineswegs einfache erscheint, so braucht doch nicht befürchtet zu werden, dass ihre Lösung in den Sonderfällen der Anwendung einen besonders ver-

wickelten, numerischen Rechnungsapparat beanspruchen wird; denn es ist nicht zu vergessen, dass diese Formeln allgemein gültig sind und dass sie demnach in Sonderfällen durch Einführung von vorher zu übersehenden Bedingungen und Annäherungsannahmen zusammengezogen werden können. Solche Annäherungsannahmen schon jetzt in dieselben einzusetzen, würde nicht rathsam sein, weil dadurch die Genauigkeit ihrer Resultate, wenn auch für viele Fälle nur gelinde, so doch für viele andere sehr fühlbar afficirt werden würde; um sie nicht noch zusammengesetzter zu machen, sind sie sogar, wenigstens nicht alle, auf den Fall der Dampferzeugung nicht ausgedehnt, und wird daher, hierauf bezügliche Modificationen, wie Vereinfachungen in Einzelfällen vorzunehmen dem Leser anheimgegeben.

Bei der Anwendung ist in der Regel postulirt, in vorgeschriebener Zeit eine gegebene Flüssigkeitsmenge zu verdampfen, oder eine gewisse Luftmenge bis auf einen bestimmten Grad zu erwärmen, oder einen festen Körper zu schmelzen, oder überhaupt eine gegebene Wärmemenge durch die Heizfläche zu leiten und zwar unter Voraussetzung eines verlangten, oder eines möglichst günstigen Wirkungsgrades. Der günstigste Wirkungsgrad wird alsdann nach verschiedenen Umständen, z. B. nach den auf S. 180 näher erörterten, oder danach bestimmt, dass in einem Etablissement, welches einer gewissen Wärmemenge bedarf, eine bestimmte Menge von, nicht anders zu verwerthendem, als Abfall erhaltenem Brennmaterial, wie z. B. die Späne in einer Sägemühle, verbraucht werden soll.

Ist die zu berechnende Heizfläche eine indirecte, so ist T_0 entweder gegeben, oder muss aus den Daten über die Heizkraft des Brennmaterials, über die Menge der pro Kilogramm erforderlichen Verbrennungsluft und über den Wirkungsgrad η_1 des Feuerraumes mit der Formel (51)

$$T_0 = \frac{\eta_1 k}{n A \sigma}$$

berechnet werden, während in beiden Fällen die Temperatur T_1 durch Formel (96,125) also durch:

$$T_1 = (1 - \eta_t) \frac{\eta_1 k}{n A \sigma}$$

bestimmt wird.

Ist hingegen die totale Heizfläche eine indirecte und directe, so kommen die hierüber sub 110 bis 124 angeführten Formeln sofort zur Anwendung, oder man benutzt die Formeln 79 bis 93, indem man entweder

$$W \left[\frac{(1-\omega)\,\eta}{(1-\omega)\,\eta + \omega}\right] \text{ und } \frac{\eta_1 k\,(1-\omega)}{n A \sigma}$$

oder zufolge 125:

$$W \cdot \frac{\eta_t - \omega}{\eta_t} \text{ und } \frac{\eta_1 k (1-\omega)}{nA\sigma}$$

oder nach genauerem Verfahren die allgemeinen Ausdrücke

$$W - \beta' F_d \text{ und } \frac{\eta_1 k - S}{nA\sigma}$$

vorher berechnet und die erhaltenen numerischen Werthe statt W, resp. T_0 darin einführt.

Bei Annahme des Verhältnisses ω ist zu bemerken, dass dasselbe klein gewählt werden muss, wenn viel Brennmaterial pro □ Meter Rostfläche verbraucht wird, und gross im entgegenstehenden Falle; für Steinkohlen z. B. $\omega = \frac{1}{2}$, wenn 20 Kilogramm, $= \frac{1}{6}$, wenn 150 Kilogramm pro □ Meter verbrannt werden, und dazwischen liegende Verhältnisse für dazwischen liegende Mengen. Soll die umgekehrte Aufgabe gelöst, d. h. berechnet werden, welcher Wirkungsgrad von einer vorhandenen Heizfläche erwartet werden darf, so lässt sich eine der für η oder η_t abgeleiteten Formeln ohne Weiteres verwenden.

Beispiel. — In einem Apparate aus Gusseisen soll in jeder Stunde ein Luftvolum von 800 Cubicmetern, das mit 10 Grad eintritt, bis auf 150 Grad erwärmt werden. Wie gross muss die totale, keine directe enthaltende Heizfläche dieses Apparates, der mit Nichtstromfläche angeordnet ist, sein, wenn die Heizkraft des zu verwendenden Brennmaterials (Steinkohle) = 7000, der Wirkungsgrad des Feuerraumes = 0,6 ist, und von dem Apparate ein Wirkungsgrad von 0,8 verlangt wird?

Zu dieser Berechnung kann Formel (82) benutzt werden; man hat darin einzuführen:

$\delta_0 = 1,3$, $\sigma' = 0,237$, $V_0 = 800$, $t_1 = 150$
$t_0 = 10$, $w = 14$ (Seite 80).

Zuvor ist aber T_0 und T_1 zu berechnen und dabei $\eta_1 = 0,6$, $k = 7000$, $\sigma = 0,25$, $nA = 22$ (Seite 52) und $\eta = 0,8$ zu setzen, so dass

$$T_0 = \frac{0,6 \cdot 7000}{22 \cdot 0,25} = 763^0,$$

$$T_1 = (1-0,8) \cdot 763 = 153^0,$$

$$F = \frac{1,3 \cdot 0,237 \cdot 800 \cdot 140}{14 \cdot 610}\left[\ln t\,(763-150) - \ln t\,(153-150)\right]$$

= 22 □ Meter sich ergiebt.

Vergleich der Heizflächen-Kategorieen unter einander und deren Formeln mit der angenäherten Berechnungsweise.

Löst man die in Formel 79 , 84 und 89 vorkommenden Logarithmen in Reihen auf und bezeichnet mit

F_n die indirecte Nichtstromheizfläche
F_p „ „ Parallelstromheizfläche
F_g „ „ Gegenstromheizfläche

so ergiebt sich:

$$\left.\begin{aligned}
F_n &= \frac{W}{w}\,\frac{2}{T_0-T_1}\times\\
&\quad\left\{\frac{T_0-T_1}{T_0+T_1-2t_1}+\frac{1}{3}\left(\frac{T_0-T_1}{T_0+T_1-2t_1}\right)^3+\frac{1}{5}\left(\frac{T_0-T_1}{T_0+T_1-2t_1}\right)^5+\dots\right\}\\
&= \frac{W}{w}\,\frac{1}{\frac{T_0+T_1}{2}-t_1}+\frac{W}{w}\cdot\frac{2}{T_0-T_1}\times\\
&\quad\left\{\frac{1}{3}\left(\frac{T_0-T_1}{T_0+T_1-2t_1}\right)^3+\frac{1}{5}\left(\frac{T_0-T_1}{T_0+T_1-2t_1}\right)^5+\dots\right\}\\
F_p &= \frac{W}{w}\,\frac{1}{\frac{T_0+T_1}{2}-\frac{t_1+t_0}{2}}+\frac{W}{w}\,\frac{2}{T_0-T_1-t_0+t_1}\times\\
&\quad\left\{\frac{1}{3}\left(\frac{T_0-T_1-t_0+t_1}{T_0+T_1-t_0-t_1}\right)^3+\frac{1}{5}\left(\frac{T_0-T_1-t_0+t_1}{T_0+T_1-t_0-t_1}\right)^5+\dots\right\}\\
F_g &= \frac{W}{w}\,\frac{1}{\frac{T_0+T_1}{2}-\frac{t_1+t_0}{2}}+\frac{W}{w}\,\frac{2}{T_0-T_1+t_0-t_1}\times\\
&\quad\left\{\frac{1}{3}\left(\frac{T_0-T_1+t_0-t_1}{T_0+T_1-t_0-t_1}\right)^3+\frac{1}{5}\left(\frac{T_0-T_1+t_0-t_1}{T_0+T_1-t_0-t_1}\right)^5+\dots\right\}
\end{aligned}\right\}\;A$$

Dagegen sind die Formeln, welche unter der häufig angewendeten Annahme entstehen, man könne die durch die Heizflächen F'_n , F'_p und F'_g dringende Wärmemenge aus der mittleren Temperaturdifferenz

$$\text{für } F'_n \dots \frac{T_0+T_1}{2}-t_1$$

$$\text{für } F'_p \text{ u. } F'_g \dots \frac{T_0+T_1}{2}-\frac{t_1+t_0}{2}$$

berechnen:

$$\left.\begin{aligned} F'_n &= \frac{W}{w} \frac{1}{\frac{T_0+T_1}{2} - t_1} \\ F'_p &= \frac{W}{w} \frac{1}{\frac{T_0+T_1}{2} - \frac{t_1+t_0}{2}} \\ F'_g &= \frac{W}{w} \frac{1}{\frac{T_0+T_1}{2} - \frac{t_1+t_0}{2}} \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \text{B.}$$

und hieraus sieht man, dass sämmtliche, nach der exacteren Voraussetzung erhaltenen Formeln bedeutend grössere Werthe, als die letztangeführten liefern, da diese nur den 1sten Summanden von jenen gleich sind. Würde man daher mit den Annäherungsformeln B die Heizfläche unter Annahme eines gewissen Wirkungsgrades berechnen, so würde man in allen Fällen den beabsichtigten Erfolg nicht erreichen, und wäre z. B.

$T_0 = 1200$, $\eta = 0{,}8$, $T_1 = (1-\eta)\,T_0 = 240$
$t_1 = 120$, so würde:

$$F'_n = \frac{1}{600} \frac{W}{w},$$

$$F_n = \frac{1}{960} \left\{ \ln 1180 - \ln 120 \right\} \frac{W}{w} = \frac{1}{420} \frac{W}{w},$$

$$F'_n = \frac{420}{600} F_n$$

also die durch die angenäherte Formel berechnete Heizfläche nur $\frac{2}{3}$ so gross, als sie sein müsste.

Vergleicht man die Formeln A unter sich, so ist zu ersehen, dass die beiden ersten Summanden von F_p und F_g einander gleich sind, der zweite Summand von F_p aber

$$= \frac{2W}{w} \left\{ \frac{1}{3} \frac{[T_0 - T_1 + (t_1 - t_0)]^2}{(T_0 + T_1 - t_1 - t_0)^3} + \ldots \right\}$$

der zweite Summand von F_g

$$= \frac{2W}{w} \left\{ \frac{1}{3} \frac{[T_0 - T_1 - (t_1 - t_0)]^2}{(T_0 + T_1 - t_1 - t_0)^3} + \ldots \right\}$$

ist; da demnach die Nenner sämmtlicher Glieder in beiden Reihen gleich, die Zähler aber, wegen $(t_1 - t_0) =$ immer positiv, in der ersten Reihe grösser als in der zweiten sind, so folgt, dass alle Mal

$$F_p > F_g$$

ist und zwar um so mehr, je grösser $(t_1 - t_0)$ wird.

Aus einem allgemein gültigen Vergleiche von F_p und F_n leuchtet zwar nicht deutlich und entscheidend genug hervor, aber bei numerischer Behandlung beider Formeln zeigt sich, dass $F_p < F_n$ ist, und daher kann behauptet werden, dass

$$F_n > F_p > F_g$$

sei. Da nun bei diesem Vergleiche W, w, t_1, t_0, T_0 und T_1, also wegen $\eta = 1 - \frac{T_0}{T_1}$ auch der Wirkungsgrad für alle Arten gleichgross angenommen wurde, so sagt das Endresultat aus, dass zu Erlangung irgend eines geforderten Wirkungsgrades die Heizfläche mit Gegenströmung am kleinsten zu sein braucht, die Nichtstromfläche am grössten sein muss und die Parallelstromfläche in der Mitte liegt. Hieraus kann zwar nicht für alle Fälle geschlossen werden, dass die Gegenstromfläche die vortheilhafteste sei, aber doch stellt es sich in den meisten so heraus; eine genaue Entscheidung hierüber wird später erörtert werden.

Betrachtet man die Formeln der 3 Heizflächenkategorieen in der Gestalt

$$F_n = \frac{nAM\sigma}{w} \ln t \left\{ \frac{T_0 - t_1}{(1 - \eta_n) T_0 - t_1} \right\}$$

$$F_p = \frac{1}{w} \frac{1}{\frac{1}{nAM\sigma} + \frac{1}{a\sigma'}} \ln t \left\{ \frac{T_0 - t_0}{(1 - \eta_p) T_0 - t_1} \right\}$$

$$F_g = \frac{1}{w} \frac{1}{\frac{1}{nAM\sigma} - \frac{1}{a\sigma'}} \ln t \left\{ \frac{T_0 - t_1}{(1 - \eta_g) T_0 - t_0} \right\}$$

worin η_n, η_p, η_g analoge Bedeutungen, wie F_n, F_p und F_g haben, so zeigt sich, dass es für einen gewissen Werth von η die Heizfläche auszuführen unmöglich wird und zwar für denjenigen, welcher die Nenner

$$(1 - \eta_n) T_0 - t_1 \text{ und } (1 - \eta_g) T_0 - t_0$$

zu Null, oder negativ macht. Daher kann man den Wirkungsgrad nicht grösser anwachsen lassen, als:

für Nicht- und Parallelstromflächen $= 1 - \frac{t_1}{T_0}$

für Gegenstromflächen $= 1 - \frac{t_0}{T_0}$

woraus zu erkennen, dass die Gegenstromfläche einen höheren Wirkungsgrad erreichen lässt, als die beiden andern, da t_0 immer kleiner als t_1 ist. Wird $t_0 = 0$, d. h. wird der zu erwärmende Körper mit Null Grad eingeführt, so wird $\eta_g = 1$, also kann, was mit den andern nicht möglich ist, mit der Gegenstromfläche sämmtliche an ihr vorübergeführte Wärme dem zu erwärmenden Körper mitgetheilt werden.

Dieser Wirkungsgrad ist indessen nie ganz zu erhalten, weil dazu, wie die Formeln aussagen, eine Heizflächengrösse erforderlich sein würde, die in die Unendlichkeit übergegangen ist, deren Ausführbarkeit also aufhört.

Da nun T_0 bei mittelgünstiger Verbrennung $= 1200$ ist, so kann man mit Nicht- und Parallelstromflächen in den gewöhnlichen Fällen einen Wirkungsgrad erreichen:

für	$t_1 = 50$	von höchstens	$= 0,96$
„	$t_1 = 100$	„ „	$= 0,922$
„	$t_1 = 200$	„ „	$= 0,833$
„	$t_1 = 300$	„ „	$= 0,75$
„	$t_1 = 400$	„ „	$= 0,66$

In der Praxis werden die Heizflächen selten so gross ausgeführt, als dass der Wirkungsgrad die Grenze 0,8 überschritte; daher kann für alle Fälle, in denen der zu erwärmende Körper keine höhere Temperatur als 200° erhalten soll, behauptet werden, dass es in Bezug auf die Möglichkeit einen beliebigen Wirkungsgrad herbeizuführen gleichgültig ist, welche von den Heizflächenanordnungen angewendet wird, oder mit andern Worten, dass es unter den gestellten Bedingungen möglich ist, mit allen beliebigen, irgend welcher Kategorie angehörenden, oder irgend wie geformten Apparaten pro Gewichtseinheit Brennmaterial gleiche Wärmeeffecte hervorzubringen, und daraus geht ferner hervor, dass es, wie schon früher erwähnt wurde, sehr irrig ist, die Güte einer Dampfkesselart allein nach der Dampfmenge zu beurtheilen, welche sie pro Kilogr. Brennmaterial zu liefern vermag.

Folgende Tabelle wird das Behauptete noch klarer durch Zahlen vor Augen legen. Sie ist mit Hülfe der Formeln 80, 85 und 90 erhalten und giebt die Werthe an, welche das Product w F bei verschiedenen Wirkungsgraden für 1 Kilogr. in der Stunde zu verbrennende Steinkohle annimmt, sofern

$$\eta_1 k = 5000\ , \quad t_0 = 0\ , \quad \sigma = 0,25$$

ist und nA_1 wie t_1 die über den Columnen stehenden Werthe haben.

Um für einen bestimmten Fall, in welchem Brennmaterial von der angegebenen Beschaffenheit verbraucht werden soll, die Grösse der indirecten Heizfläche aus dieser Tabelle zu finden, braucht man den entsprechenden Tabellenwerth nur durch den, dem Material der Heizfläche zugehörenden Coefficienten w zu dividiren und den erhaltenen Quotienten mit der in der Stunde zu consumirenden Brennmaterialmenge in Kilogr. zu multipliciren.

Ist z. B. die Heizfläche eines Calorifers aus Gusseisen für ein Kohlenconsum von 50 Kilogr. pro Stunde und einen Wirkungsgrad von 0,8 zu bestimmen, wenn die Luft auf 50 Grad erwärmt werden soll, die Verbrennungsluftmenge zu $nA = 20$ angenommen werden kann

und die Heizfläche als Nichtstromfläche angeordnet ist, so wird wegen $w = 14$ (Seite 80):

$$F = \frac{9,225}{14} \;.\; 50 = 33 \;\square\; \text{Meter}$$

Unter denselben Bedingungen wäre die Heizfläche, wenn der Apparat aus Eisenblech construirt werden sollte, wegen $w = 7$

$$F = \frac{9,225}{7} \;.\; 50 = 66 \;\square\; \text{Meter}$$

und für einen Wasserkessel aus Eisenblech erhielte man (Seite 80)

$$F = \frac{9,225}{23} \;.\; 50 = 20 \;\square\; \text{Meter.}$$

Tabelle über die Grösse der indirecten Heizfläche, welche für jedes pro Stunde zu consumirende Kilogramm Brennmaterial erforderlich ist.

Wirkungsgrad η	$nA=10$, $T_0=2000$, $t_1=50$			$nA=20$, $T_0=1000$, $t_1=50$			$nA=20$, $T_0=1000$, $t_1=300$		
	Nicht-strom.	Parallel-strom.	Gegen-strom.	Nicht-strom.	Parallel-strom.	Gegen-strom.	Nicht-strom.	Parallel-strom.	Gegen-strom.
0,1	0,275	0,268	0,087	0,555	0,540	0,540	0,770	0,637	0,627
0,2	0,575	0,571	0,410	1,180	1,148	1,137	1,680	1,364	1,340
0,3	0,915	0,878	0,757	1,895	1,843	1,830	2,800	2,290	2,250
0,4	1,320	1,297	1,149	2,730	2,685	2,623	4,235	3,428	3,060
0,5	1,800	2,050	1,617	3,735	3,626	3,555	6,065	4,915	4,200
0,6	2,890	2,744	2,187	4,990	4,841	4,718	9,730	7,665	5,600
0,7	3,170	3,116	2,913	6,675	6,419	6,200	unmögl.	unmögl.	7,411
0,8	4,300	4,218	3,924	9,225	8,900	8,308	unmögl.	unmögl.	10,02
0,9	6,410	6,286	5,800	14,72	14,18	11,84	unmögl.	unmögl.	14,59
1	unmögl.	unmögl.	∞	unmögl.	unmögl.	∞	unmögl.	unmögl.	∞

Diese Tabelle zeigt, wie zum Theil schon allgemein bewiesen wurde:

1stens. Dass zur Erreichung eines bestimmten Wirkungsgrades die Heizfläche mit Gegenströmung immer kleiner als die mit Parallelströmung und diese wieder kleiner als die mit Nichtströmung sein darf. Wollte man z. B. mit einem Calorifer aus Eisenblech, in welchem pro Stunde 100 Kilogr. Steinkohlen von der für die Tabelle geltenden Beschaffenheit verbrannt werden sollen, einen Wirkungsgrad von 0,6 erreichen, oder wollte man mit andern Worten mit diesem Calorifer

$$a = \frac{\eta \eta_1 \, kM}{\sigma (t_1 - t_0)} = \frac{0,6 \;.\; 5000 \;.\; 100}{0,25 \;.\; 300} = 400 \text{ Kilogr.}$$

Luft von 0 bis auf 300 Grad in der Stunde erwärmen, so müsste eine Heizfläche angewendet werden:

a, wenn sie als Nichtstromfl. angeordnet wird, von $\frac{9,730}{7}100=139$ □Met.

b, „ „ „ Parallelstromfl. „ „ „ $\frac{7,665}{7}.100=124$ „ „

c „ „ „ Gegenstromfl. „ „ „ $\frac{5,600}{7}.100=80$ „ „

2tens. Dass man die Güte eines Apparates nicht bloss nach dem pro Kilogr. Brennmaterial erreichten Erwärmungseffecte beurtheilen darf; denn nach der eben durchgeführten Rechnung z. B. werden von jedem der 3 Apparate 4 Kilogr. Luft von 0 bis 300 Grad mit 1 Kilogr. Steinkohlen erwärmt, aber trotzdem können diese Apparate nicht für gleich gut gelten, da sie ihren Erwärmungseffect mit verschieden grossen Heizflächen, also verschieden kostspielig hervorbringen. Wenn daher 2 Apparate nach dem Erwärmungseffecte, welchen sie pro Kilogramm Brennmaterial liefern, beurtheilt werden sollen, so muss die Grösse ihrer Heizfläche, oder noch richtiger, es müssen die Anschaffungskosten für dieselben ein gleiches Vielfaches von der in ihnen pro Stunde verbrauchten Brennmaterialmenge (Kilogr.) betragen. Sollen also beispielsweise im 1sten Apparate 20, im 2ten 10 Kilogr. Steinkohlen (von derselben Beschaffenheit und demselben Preise) pro Stunde verbrannt werden, so muss, sofern man einen Vergleich nach genanntem Modus vornehmen will, der 1ste eine Heizfläche von $20.x$, der 2te eine Heizfläche von $10.x$ haben, oder es muss noch richtiger, der 1ste $20.y$, der 2te $10.y$ kosten.

3tens folgt aus der Tabelle, dass der pro Kilogr. Brennmaterial geleistete Erwärmungseffect mit der Grösse der Heizfläche wächst und dass z. B. (siehe letzte Columne) mit einer Heizfläche von $\frac{1,34}{w}$ □ Meter $0,2 . 5000$ Wärmeeinheiten, mit einer Heizfläche von $\frac{10,02}{w}$ □ Meter $0,8 . 5000$ Wärmeeinheiten, also 4 mal so viel pro Kilogr. Brennmaterial nutzbar gemacht werden, die Form der Heizfläche sei welche sie wolle.

4tens. Dass der Wirkungsgrad ein und derselben Heizflächenkategorie nicht proportional mit der Heizflächengrösse zunimmt; eine Heizfläche von $\frac{0,627}{w}$ □ Metern z. B., von der Beschaffenheit der in der letzten Columne aufnotirten, lässt einen Wirkungsgrad von 0,1 erwarten, während eine 9 mal so grosse Heizfläche einen Wirkungsgrad nicht von 0,9, sondern nur circa von 0,6 liefert.

5tens. Dass die von dem Eintrittspunkte der Gase entfernter liegenden Heizflächeneinheiten weniger Wärme überführen, als die in der Nähe desselben befindlichen, eine Wahrheit die nicht erst bewiesen zu werden brauchte und deren nur besondere Erwähnung gethan wird,

weil man noch neuerdings Versuche anzustellen und bekannt zu machen sich die Mühe gegeben hat, die sie bestätigen sollten. Die in Versuchsresultaten häufig niedergelegte Angabe, dass ein Apparat pro Heizflächeneinheit und pro Zeiteinheit so und so viel Wärme durchgelassen habe, ist demnach an und für sich ohne Werth und lässt weder auf die Leitungsfähigkeit des Kesselmaterials, noch auf die Güte des Apparates Schlüsse ziehen. Soll in der Zeiteinheit durch die Heizflächeneinheit nur wenig Wärme gedrungen sein, so kann man mit ebenso viel Grund daraus folgern, dass der Apparat gut, als dass er schlecht sei, und zwar das erste, wenn das Brennmaterialconsum für die Gesammtheizfläche gering war, das zweite, wenn das Gegentheil stattfand.

6^tens. Dass eine Heizfläche von gegebenen Dimensionen grössere Wirkungsgrade liefert, wenn unter sonst gleichen Umständen die zu vollkommener Verbrennung pro Kilogr. Brennmaterial nöthige Luftmenge gering, als wenn sie bedeutender ist. Nach der Tabelle liefert eine Parallelstromheizfläche von $\frac{2,685}{w} . M$:

für nA = 20 einen Wirkungsgrad von 0,4
für nA = 10 „ „ „ 0,6

Man kann also durch dieselbe Heizfläche und bei demselben Brennmaterialconsum 0,4 . 5000 und 0,6 . 5000 Wärmeeinheiten leiten, je nachdem man das Brennmaterial mit 20 M, oder mit 10 M Kilogr. Luft verbrennt und sofern in beiden Fällen ein gleich hoher Feuerraums-Wirkungsgrad gewonnen wird.

7^tens. Dass zu Erreichung desselben Wirkungsgrades und unter sonst gleichen Umständen die Heizfläche grösser sein muss, wenn der zu erwärmende Körper hohe, als wenn er weniger hohe Temperatur erhalten soll. Um mit einer Gegenstromheizfläche einen Wirkungsgrad von 0,8 zu erlangen, muss sie eine Grösse:

von $\frac{8,308}{w} . M$ erhalten, wenn $t_1 = 50$,

von $\frac{10,02}{w} . M$ „ „ $t_1 = 300$

unter sonst gleichen Umständen ist.

8^tens. Dass die Vortheile der Gegenstromheizfläche vor denen der beiden andern Kategorieen mehr hervortreten, wenn der zu erwärmende Körper hoch, als wenn er weniger hoch temperirt werden soll. Für $t_1 = 300$ ist es sogar unmöglich, mit der Nicht- und Parallelstromfläche den Wirkungsgrad bis zu 0,7 zu steigern, während mit der Gegenstromfläche ein Wirkungsgrad von beinahe 1 erreicht werden kann.

Vergleich der directen mit der indirecten Heizfläche. — Ein Vergleich der totalen Heizfläche mit directer und derjenigen ohne directe Heizfläche kann von zwei Gesichtspunkten aus vorgenommen werden und zwar 1^stens, indem man 2 Heizflächen, welche für einen

bestimmten Zweck erst hergestellt werden sollen, und 2tens indem man 2 bereits vorhandene einander gegenüberstellt.

In Bezug auf die 1ste Vergleichsweise kann nach den bis jetzt angestellten Erörterungen nicht mehr in Zweifel gezogen werden, dass durch Hinweglassen der directen Heizfläche ein günstiges Ausnutzen des Brennmaterials verhindert werde, oder dass es denselben Gesammt-Wirkungsgrad zu erreichen auch ohne directe Heizfläche nicht möglich sei. Ebenso aber weiss man aus den angestellten Erörterungen und kann schon a priori erkennen, dass alsdann die totale Heizfläche grösser werden muss und dass demnach der Vortheil der directen Heizfläche in einer Ersparung an totaler Heizfläche, also in Ersparung an Anlagecapital zu suchen ist. Da übrigens, wie schon früher auseinandergesetzt wurde, durch Anordnung einer directen Heizfläche der Wirkungsgrad η_1 des Feuerraums unter Umständen geschwächt wird, so wäre eine genaue Entscheidung über die Zweckmässigkeit der directen Heizfläche nur dadurch zu geben, dass man die jährlichen Ersparungen, welche durch den verminderten Aufwand an Anlagecapital zu erzielen sind, denjenigen gegenüberstellte, welche bei Hinweglassen der directen Heizfläche, durch Steigerung des Wirkungsgrades η_1 gewonnen werden können.

Diese Entscheidung in bestimmten Zahlen zu geben, ist vorläufig noch nicht möglich, weil die zu Bestimmung von η_1 erforderlichen Mittel nicht geboten sind, gleichwohl aber wird es von Nutzen sein, wenigstens die Frage zu beantworten, wie die Grösse der totalen Heizfläche ohne zu derjenigen mit directer Heizfläche sich verhält, sofern in beiden Fällen der Wirkungsgrad η_1 gleich gross ist.

Beschränkt man sich vorläufig auf die Nichtstromheizfläche, so braucht man zu dem Ende nur die Gleichungen 80 und 111 einander gegenüberzustellen; bezeichnet bei dieser Untersuchung F die totale Heizfläche ohne directe, und F' diejenige mit directer Heizfläche, so kann Formel 80, wegen $T_0 = \frac{\eta_1 k}{n A M \sigma}$, aus rein mathematischen Gründen

$$F = \frac{nAM\sigma}{w}\left[\ln t\left\{\frac{\eta_1 k - nA\sigma t_1}{\eta_1 k(1-\omega) - nA\sigma t_1}\right\} + \ln t\left\{\frac{\eta_1 k(1-\omega) - nA\sigma t_1}{T_1 - t_1}\right\}\right]$$

geschrieben werden und dann ergiebt sich wegen 111:

$$\frac{F}{F_1} = \frac{\ln t\left\{\frac{\eta_1 k - nA\sigma t_1}{\eta_1 k(1-\omega) - nA\sigma t_1}\right\} + \ln t\left\{\frac{\eta_1 k(1-\omega) - nA\sigma t_1}{T_1 - t_1}\right\}}{\ln t\left\{\frac{\eta_1 k(1-\omega) - nA\sigma t_1}{T_1 - t_1}\right\}}$$

$$= 1 + \frac{\ln t\,[\eta_1 k - nA\sigma t_1] - \ln t\,[\eta_1 k(1-\omega) - nA\sigma t_1]}{\ln t\,[\eta_1 k(1-\omega) - nA\sigma t_1] - \ln t\,(T_1 - t_1)} \quad \ldots 130$$

In der That ist der erste Summand der Gleichung für F derjenige Theil der indirecten Heizfläche, welcher bezüglich seiner Wirkung der directen Heizfläche gleichkommt und welcher demnach auch aus der Betrachtungsweise hervorgehen könnte, dass, um die directe Heizfläche durch einen äquivalenten Theil von indirecter Fläche zu ersetzen, die Verbrennungsproducte an diesem letzten von der Temperatur $T_0 = \frac{\eta_1 k}{nA\sigma}$ bis zu der Temperatur $T_0 = \frac{\eta_1 k(1-\omega)}{nA\sigma}$ abgekühlt werden müssten, was nach Formel 80 durch eine Heizflächengrösse von

$$F'' = \frac{nAM\sigma}{w} \ln t \left\{ \frac{\frac{\eta_1 k}{nA\sigma} - t_1}{\frac{\eta_1 k(1-\omega)}{nA\sigma} - t_1} \right\}$$

geschehen kann. Diese letzte Gleichung oder der 1ste Summand der Gleichung für F giebt daher die Heizflächengrösse an, um welche die totale Heizfläche vermehrt werden muss, sobald die directe Heizfläche in Wegfall kommen soll.

Dass diese Vermehrung um so bedeutender sein wird, je grösser ω ist, oder mit andern Worten, je mehr von der totalen, durch die Heizkraft bezeichneten Wärme ausgestrahlt wird, erkennt man schon a priori, und findet sich natürlich durch diese Gleichungen bestätigt. Um indessen eine abgerundete Vorstellung von dem Einflusse dieser Variationen und von dem Vortheile der directen Heizfläche zu erhalten, unterwerfe man Formel 130 einer numerischen Behandlung und nehme zu dem Ende für die Heizkraft, für die zugeleitete Luftmenge, für die Temperatur des erwärmten Körpers und für den Wirkungsgrad der Heizfläche die Mittelwerthe:

$$\eta_1 k = 6000 \text{ , } nA = 20 \text{ , } t_1 = 100$$

$$\eta = 0{,}75 \text{ , also } T_1 = (1-0{,}75) \frac{6000}{20.0{,}25} = 300^0$$

und man erhält:

1stens für $\omega = \frac{1}{2}$

$$F = \left(1 + \frac{\ln t\, 5500 - \ln t\, 2500}{\ln t\, 2500 - \ln t.200}\right) F' = 1{,}313 \,.\, F'$$

2tens für $\omega = \frac{1}{3}$

$$F = \left(1 + \frac{\ln t\, 5500 - \ln t\, 3500}{\ln t\, 3500 - \ln t.200}\right) F' = 1{,}16\, F'$$

3tens für $\omega = \frac{1}{4}$

$$F = \left(1 + \frac{\ln t\, 5500 - \ln t\, 4000}{\ln t\, 4000 - \ln t.200}\right) F' = 1{,}106\, F'$$

4^{tens} für $\omega = \frac{1}{6}$

$$F = \left(1 + \frac{\text{lnt} . 5500 - \text{lnt} . 4500}{\text{lnt} . 4500 - \text{lnt}\ 200}\right) F' = 1{,}064\ F'$$

Hieraus ist zu sehen, dass die directe Heizfläche unter Umständen einen nur sehr geringen Bruchtheil der totalen Heizfläche ersetzt und dass z.B., wenn die totale Heizfläche mit directer Heizfläche zu 40 □ Meter sich ergeben hätte

für $\omega = \frac{1}{6}$ nur 2,56 □ Meter
für $\omega = \frac{1}{4}$ nur 4,0 „ „
für $\omega = \frac{1}{3}$ nur 6,4 „ „
für $\omega = \frac{1}{2}$ aber 12,5 „ „

hinzugefügt zu werden brauchten, um die directe Heizfläche weglassen und dennoch denselben Wirkungsgrad erhalten zu können. Bedenkt man also, dass durch Wegfall der directen Heizfläche und demnach durch Uebermauerung des Feuerraumes der Wirkungsgrad η_1 unter Umständen bedeutend gesteigert werden kann, und dass alsdann die angeführten Werthe der Heizflächenvermehrung noch kleiner ausfallen würden, so wird man der directen Heizfläche nicht so hervorragende Vortheile vindiciren, als es in der Regel zu geschehen pflegt. Wenn die ersten Theile der totalen Heizfläche bedeutend mehr Wärme aufnehmen als die vom Feuerraume entfernteren, so ist der Grund davon mehr in der hohen Temperatur der diesen Theil berührenden Verbrennungsproducte, also in der grösseren Quantität an Contact-Wärme, als in der durch Strahlung emittirten aufzusuchen.

Ein bemerkenswerther Vortheil der directen Heizfläche ist nur dann zu gewinnen, wenn die Strahlbarkeit des Brennmaterials sehr bedeutend ist und wenn der Wirkungsgrad der indirecten Heizfläche nur gering sein soll, oder wenn die Verbrennungsproducte mit sehr hoher Temperatur in den Schornstein geleitet werden müssen. Wird der Wirkungsgrad zu 0,875 und demnach die Temperatur T_1 zu 150 Grad angenommen, so ergiebt sich mit den, obigem Beispiele untergelegten Annahmen: für $\omega = \frac{1}{2}$, F = 1,28 F', für $\omega = \frac{1}{3}$, F = 1,14 F', für $\omega = \frac{1}{4}$, F = 1,09 F' und für $\omega = \frac{1}{6}$, F = 1,059 F'.

Durch einen Vergleich vom 2^{ten}, oben bezeichneten Gesichtspunkte aus wird dieses Raisonnement nur bestätigt. Es muss dieser Vergleich dadurch angestellt werden, dass man die Wirkungsgrade ermittelt, welche eine gegebene Heizfläche F einmal unter der Bedingung liefert, dass keine, und das andere Mal, dass eine directe Heizfläche in ihr angeordnet wird, und zwar ist hierbei in Uebereinstimmung mit der Praxis die eingeleitete Wärmemenge W in beiden Fällen als gleich gross anzunehmen.

Zu diesem Zwecke können, wenn es sich um eine Nichtstromfläche handelt, die Formeln 100 und 126 in Anwendung kommen, indem man, da M als unbekannt angesehen werden muss, in die

1ste $M = \frac{W}{\eta \eta_1 k}$, $T_0 = \frac{\eta_1 k}{n A \sigma}$ und in die

2te $M = \frac{W}{\eta_t \eta_1 k}$, $T_0 = \frac{\eta_1 k (1 - \omega)}{n A \sigma}$ einführt.

Alsdann wird:

$$\eta = \left[1 - \frac{n A \sigma}{\eta_1 k} t_1\right] \left[1 - e^{-\frac{wF}{W} \frac{\eta \eta_1 k}{n A \sigma}}\right]$$

$$\eta_t = \omega + \left[1 - \omega - \frac{n A \sigma}{\eta_1 k} t_1\right] \left[1 - e^{-\frac{wF}{W} \frac{\eta_1 k}{n A \sigma} (1 - \omega) \eta_t}\right]$$

Um das Verhältniss von η zu η_t für einen bestimmten Fall zu ermitteln, sei, wie oben:

$\eta_1 k = 6000$, $n A = 20$, $t_1 = 100$ angenommen und

$$\frac{wF}{W} = 0{,}00171$$

gesetzt, ein Werth, welcher sich aus der Umkehrung der 1sten Formel, oder aus Gleichung 79 ergiebt, sofern $\eta = 0{,}7$ eingeführt wird. Es würde also zu finden sein, wie gross mit diesem Werthe, der in beiden Fällen constant sein soll und welcher $\eta = 0{,}7$ liefert, der Wirkungsgrad η_t sich ergiebt, was, mit den hier angenommenen Grössen, durch die Gleichung

$$\eta_t = \omega + [0{,}9166 - \omega] \left[1 - e^{-2{,}052 (1 - \omega) \eta_t}\right]$$

probirungsweise geschehen muss.

Wird, um den Einfluss von ω zu erkennen, nach einander $\omega = \frac{1}{2}, \frac{1}{3}, \frac{1}{4}$ und $\frac{1}{6}$ gesetzt, so erhält man

für $\omega = \frac{1}{2} \ldots \eta_t = 0{,}835$
für $\omega = \frac{1}{3} \ldots \eta_t = 0{,}747$
für $\omega = \frac{1}{4} \ldots \eta_t = 0{,}735$
für $\omega = \frac{1}{6} \ldots \eta_t = 0{,}72$

Bezeichnet man nun mit

M' die Brennmaterialmenge, welche pro Stunde bei Anwendung k e i n e r directen Heizfläche, und mit

M die Brennmaterialmenge, welche pro Stunde bei Anwendung einer directen Heizfläche verbraucht wird,

so ist wegen:

$$M' = \frac{W}{\eta \eta_1 k}, \quad M = \frac{W}{\eta_t \eta_1 k}$$

also wegen:

$$\frac{M}{M'} = \frac{\eta}{\eta_t}$$

die pro Stunde zu gewinnende Brennmaterialersparniss, sofern eine directe Heizfläche angeordnet wird:

$$= M' - M = M' - \frac{M}{M'} M' = \left(1 - \frac{\eta}{\eta_t}\right) M'$$

Hieraus ergiebt sich mit obigen Werthen:

$$\text{für } \omega = \tfrac{1}{2} \ldots \left(1 - \frac{\eta}{\eta_t}\right) M' = 0{,}16\ M'$$

$$\text{für } \omega = \tfrac{1}{3} \ldots \left(1 - \frac{\eta}{\eta_t}\right) M' = 0{,}07\ M'$$

$$\text{für } \omega = \tfrac{1}{4} \ldots \left(1 - \frac{\eta}{\eta_t}\right) M' = 0{,}05\ M'$$

$$\text{für } \omega = \tfrac{1}{6} \ldots \left(1 - \frac{\eta}{\eta_t}\right) M' = 0{,}03\ M'$$

Wäre also, was bei dieser Rechnung vorausgesetzt wurde, der Wirkungsgrad η_1 des Feuerraums in beiden Fällen gleich gross, so würde bei einem Steinkohlenconsum von M' = 200 Kilogr. pro Stunde (einer Dampfmaschinenleistung von 40 bis 60 Pferdekraft entsprechend), sofern die Strahlbarkeit sehr bedeutend, eine Ersparung von 32 Kilogr., und sofern sie nur gering wäre, eine Ersparung von 6 Kilogr. pro Stunde erreicht werden können. Ist aber der Wirkungsgrad η_1 nicht in beiden Fällen gleich gross, sondern, wie es sich meistens herausstellt, bei Anwendung der directen Heizfläche kleiner, als im andern Falle, so stellen sich die Ersparungen noch kleiner heraus, als sie hier berechnet wurden, und daher kann man im Einklange mit den früheren auf Grund auch dieser Rechnungsergebnisse behaupten, dass ein nennenswerther Vortheil der directen Heizfläche nur dann hervortritt, wenn die Strahlbarkeit des Brennmaterials sehr bedeutend ist.

Wenn nun auf Seite 101 gesagt wurde, dass durch die immer nur sehr kleine, directe Heizfläche ebenso viel Wärme dringe, als durch den bedeutend grösseren, übrigen Theil der totalen Heizfläche, so scheint diese Aussage mit den hier aufgestellten Behauptungen in Widerspruch zu stehen. Allein dieser Widerspruch zeigt sich nur dann, wenn dieselben irrigen Schlüsse gezogen werden, die man zu Bevorwortung des Vortheils der directen Heizfläche anführt; man irrt sich insofern, als man die Temperaturverminderung übersieht, welche durch Abgabe der strahlenden Wärme im Feuerraume entsteht, und als man vergisst, dass wegen dieser Temperaturverminderung die indirecte Heizfläche des mit directer Heizfläche versehenen Apparates nicht so viel Wärme aufnehmen kann, als die von höher temperirten Gasen berührte Heizfläche des Apparates ohne directe Heizfläche. In der That ist die Temperatur der an die Heizfläche tretenden Verbrennungsproducte im letzten Falle $= \frac{\eta_1 k}{n A \sigma} = 1200^0$, im 1sten aber nur $= \frac{\eta_1 k (1 - \omega)}{n A \sigma} = 600$ für $\omega = \frac{1}{2}$, und $= 1000$ für $\omega = \frac{1}{6}$.

Wird schliesslich noch beachtet, dass bei Anwendung der directen Heizfläche die Temperatur der abziehenden Gase:

$$\text{für } \omega = \tfrac{1}{2} \ldots . T_1 = (1-\eta_1) \frac{\eta_1 k}{nA\sigma} = 198 \text{ Grad}$$

$$\text{für } \omega = \tfrac{1}{3} \ldots . T_1 = (1-0{,}747) \frac{\eta_1 k}{nA\sigma} = 304 \text{ „}$$

$$\text{für } \omega = \tfrac{1}{4} \ldots . T_1 = (1-0{,}735) \frac{\eta_1 k}{nA\sigma} = 318 \text{ „}$$

$$\text{für } \omega = \tfrac{1}{6} \ldots . T_1 = (1-0{,}72) \frac{\eta_1 k}{nA\sigma} = 336 \text{ „}$$

ist, während sie ohne Anwendung der directen Heizfläche zu

$$T_1 = (1-0{,}7) \frac{\eta_1 k}{nA\sigma} = 360 \text{ Grad}$$

ausfällt, und dass demnach die Grösse des Schornsteins im ersten Falle bedeutender, als im zweiten hergestellt werden muss, so verschwindet der Vortheil der directen Heizfläche noch mehr. —

III.

Zugerzeugungsvermögen der Feuerungsanlagen — Geschwindigkeit der ausströmenden Verbrennungsproducte — Schornsteine.

Ist in einer Feuerungsanlage das Brennmaterial entzündet, so verbreiten sich die Verbrennungsproducte zufolge der durch die Wärme aufgenommenen Spannung allmählich in den Feuerraum, in die Erwärmungs- und in die Abführungscanäle, erwärmen die darin befindliche Luft oder verdrängen sie zum Theil und lassen ein Fortbrennen des Brennstoffes nur so lange zu, als sich atmosphärische Luft oder Sauerstoff im Verbrennungsraume vorfindet. Wenn sie aber nach einiger Zeit die ganze Feuerungsanlage erfüllt haben und wenn die Ausströmungsöffnung derselben in einer gewissen Höhe über dem Feuerraume liegt, so werden sie wegen des aus ihrer hohen Temperatur hervorgehenden geringen specifischen Gewichtes von der ausserhalb befindlichen kalten und schwereren Atmosphäre hinausgedrückt, und dadurch gelangt neue Luft an das Brennmaterial, welche nun gleichfalls in heisse Verbrennungsproducte verwandelt, von wieder anderer Luft verdrängt wird und auf diese Weise ein fortgesetztes Zu- und Abströmen einleitet.

Nach Verlauf eines gewissen Zeitraumes wird ein Zustand in diesem Vorgange eintreten, wo abgesehen von einigen Schwankungen in gleichen Zeitabschnitten gleiche Mengen Brennmaterial verbraucht werden, gleiche Mengen Luft zu- und abfliessen, gleiche

Mengen Wärme in den zu erwärmenden Körper dringen und wo allgemein gesprochen die Function der Feuerungsanlage regelmässig geworden ist.

Wird neues Brennmaterial einzutragen ganz unterlassen, so hört diese Regelmässigkeit im Functioniren auf und macht einem Zustande Platz, in welchem immer weniger und weniger Brennmaterial pro Zeiteinheit verbrennt und in welchem nach vollständiger Consumtion des Brennmaterials allmählig immer kleinere Luftmengen die Feuerungsanlage so lange durchströmen, bis die Canalwandungen derselben die Temperatur der äusseren Atmosphäre angenommen haben und neu eindringende Luft nicht mehr erwärmen, nicht mehr specifisch leichter machen, nicht mehr befähigen, von der äusseren Atmosphäre herausgedrückt zu werden. Alsdann hört eine Bewegung in der Feuerungsanlage auf, sie ist, wie anfänglich, mit kalter, ruhender Luft erfüllt.

Es bildet also die Wirkungsweise der Feuerungsanlage einen Kreislauf, in welchem man 3 Zustände des Functionirens unterscheiden kann — den Anfangszustand, den Beharrungzustand und den Endzustand. —

Die hier angestellten theoretischen Untersuchungen befassen sich nur mit den Vorgängen des Beharrungszustandes; sie bezwecken also das Verhältniss, in welchem die Dimensionen einer Feuerungsanlage zu deren Zugerzeugungsvermögen stehen, nur unter der Bedingung zu ermitteln, dass eine Regelmässigkeit in der Function der Feuerungsanlage bereits eingetreten sei und unterhalten werde, und geben es erst späteren Betrachtungen anheim, die gewonnenen Resultate auch in Hinsicht auf den Anfangs- und Endzustand brauchbar zu machen.

Das Ziel dieser Untersuchungen, nämlich genanntes Verhältniss zwischen Dimensionen und Zugerzeugungsvermögen aufzufinden, kann auf zwei Wegen erreicht werden, nämlich erstens, indem angenommen wird, es sei von einer Feuerungsanlage eine gewisse Zugwirkung verlangt und die hierzu erforderlichen Dimensionen sollen ermittelt werden, oder zweitens, es seien umgekehrt die Dimensionen einer Feuerungsanlage gegeben und die Zugwirkung derselben zu bestimmen werde gefordert.

Der letzte dieser Wege wird hier eingeschlagen und verfolgt werden. —

Unter Zugwirkung — einer Bezeichnung, welche dem im Sprachgebrauche üblichen Ausdrucke „Zugkraft“ entlehnt ist — wird hier die Luft- oder Gasmenge nAM verstanden, welche pro Stunde die Feuerungsanlage durchströmt, oder richtiger, die Zugwirkung wird durch diese Luftmenge gemessen.

Eine Beziehung der Zugwirkung zu den Dimensionen der Feuerungsanlage ergiebt sich bald durch die Bemerkung, dass wenn Q den Ausströmungsquerschnitt und V die Ausströmungsgeschwindigkeit bedeutet,

$$Q \,.\, V$$

das pro Sec. abfliessende Luft- oder Gasvolumen, und wenn G das Gewicht der Volumeneinheit abfliessender Luft bezeichnet,

$$3600 \,.\, Q \,.\, V \,.\, G$$

die pro Stunde durch die Feuerungsanlage strömende Gewichtsmenge von Luft oder Gas ist und daher die Gleichung

$$n A M = 3600 \,.\, Q \,.\, V \,.\, G$$

Gültigkeit hat.

Da nun bei Verfolgung des oben bezeichneten Weges Q als bekannt vorausgesetzt wird und da zufolge Gleichung 9, Seite 8

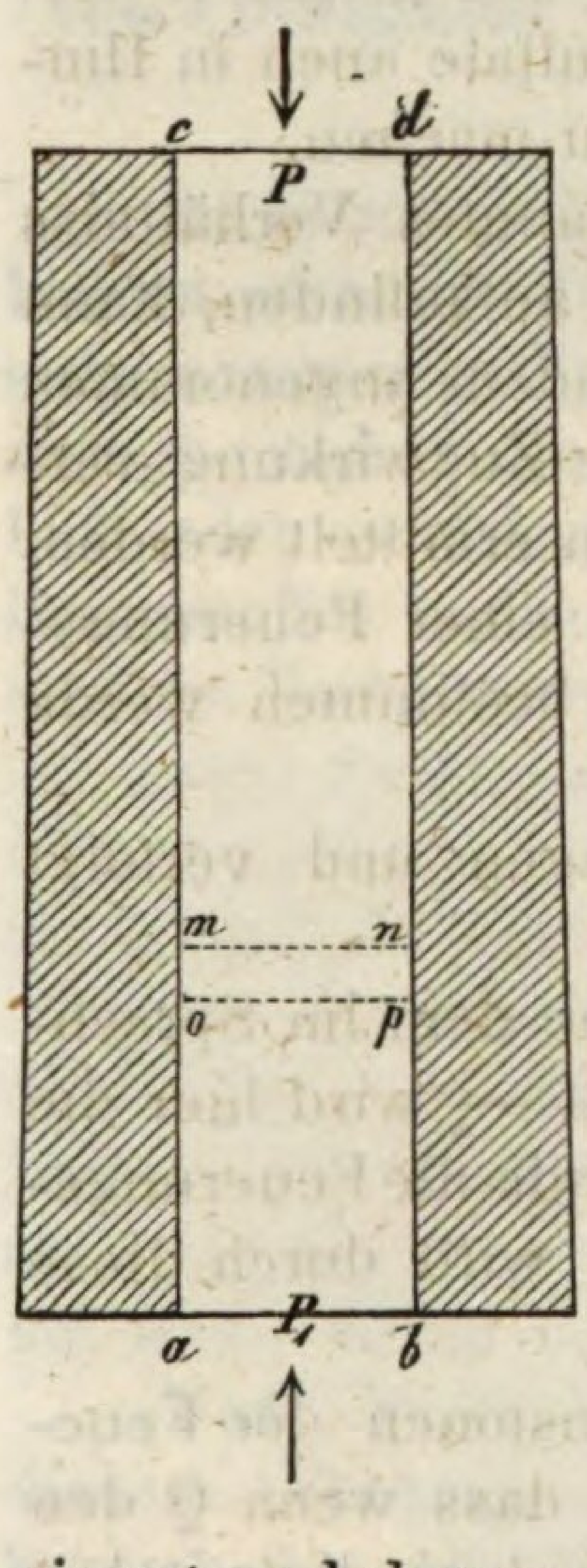
$$G = \frac{P}{\varkappa\,(1 + \alpha T)}$$

ist, so würde zunächst ermittelt werden müssen, in welcher Weise V, P und T von den Dimensionen der Feuerungsanlage abhängen, oder mit andern Worten, wie gross V, P und T für bestimmte Grössenverhältnisse der Feuerungsanlage sich herausstellen.

Es werde mit Bestimmung von V, also mit Bestimmung der Ausströmungsgeschwindigkeit begonnen und des bequemeren Verständnisses halber zunächst der Sonderfall vorausgesetzt:

1stens die Feuerungsanlage bestehe nur aus einem einfach vertikalen, überall gleich weiten Canale *abcd* von solcher Beschaffenheit, dass am untern Theile *ab* eine plötzliche Erwärmung der in denselben eintretenden Luft stattfinde, dass diese Luft bei ihrer Bewegung durch denselben nicht abgekühlt werde, also ihre Temperatur constant beibehalte und dass passive Widerstände die Bewegung nicht beeinflussen.

Fig. 15.



Um hierfür die Ausströmungsgeschwindigkeit zu bestimmen, wird man in Erinnerung des in den Vorstudien über dynamische Vorgänge Erörterten die Kräfte oder Ursachen aufsuchen, welche auf die Bewegung der warmen Luftmasse einwirken, und die mechanischen Arbeiten dieser Kräfte in die allgemeine Bewegungsgleichung (28) einführen.

Die Spannung der Atmosphäre, in welche der als Feuerungsanlage betrachtete Canal *abcd* als eingetaucht angesehen wird, wirkt zunächst auf die innere, warme Luftmasse ein, indem sie auf dieselbe einen Druck und zwar bei *ab* nach aufwärts, bei *cd* nach abwärts gerichtet ausübt. Da diese Spannung mit wachsender Höhe abnimmt und demnach der Druck auf *ab* stärker, als auf *cd* ist, so sucht sie der innern Luftmasse eine nach aufwärts gerichtete Bewegung zu

ertheilen. Ihr entgegen wirkt als zweite Kraft, das Gewicht der innern Luftmasse, oder richtiger gesprochen, die Schwerkraft oder die Anziehungskraft der Erde, oder ganz allgemein die Massenattraction.

Verhielte sich nun die Luft genau so, wie eine tropfbare Flüssigkeit, verhielte sich die ausserhalb befindliche z. B. wie Wasser und die innere, erwärmte und leichtere, wie Oel, so wäre ihre Dichtigkeit nur von der Temperatur abhängig und alsdann die Intensität der aus ihrem Gewichte hervorgehenden Kräfte leicht zu berechnen. Aber in Folge ihrer Eigenschaft als expansible und compressible Flüssigkeit wechselt ihre Dichte auch mit dem äusserlich auf sie einwirkenden Drucke und ist demnach am untern Theile *ab* eine andere, als am oberen Theile *cd* und als an irgend einem Orte im Innern des Canales. Ferner muss wegen derselben Eigenschaft noch eine dritte Kraft in Rücksicht gezogen werden, nämlich diejenige, welche ihr jene Eigenschaft ertheilt — die sogenannte Expansions- oder Repulsionskraft.

Diese Repulsionskraft ist nach allen Richtungen thätig, äussert sich in einem Drucke, der sowohl gegen die Canalwände, als gegen die im Querschnitte *ab* und *cd* herrschenden äussern Spannungen wirksam ist, und müsste daher streng genommen für jedes einzelne Lufttheilchen, für jedes Molekül besonders in Rücksicht gezogen werden. Um indessen die Schwierigkeiten zu umgehen, die hierdurch für die Rechnung entständen und die zum Theil überhaupt nicht überwunden werden können, geht man von der Voraussetzung aus, dass die Resultate sämmtlicher, in einer Querschicht *m n o p* thätigen Repulsionskräfte eine p a r a l l e l e Verschiebung der Oberflächen *mn* und *op* bewirken, oder setzt genauer gesprochen voraus, sämmtliche auf die Massentheilchen der innern Luft einwirkenden, sowohl Repulsions-, als Schwer- und etc. Kräfte prägten derselben eine Bewegung von der Art ein, dass die Querschichten, wie *mnop*, parallel zu einander und normal zur Bewegungs- oder Axenrichtung den Canal durchströmten — eine Voraussetzung, welche unter dem Namen der Hypothese vom Parallelismus der Schichten bekannt ist.

Ausser dieser Voraussetzung wird ferner noch angenommen 1stens: die Luft oder das Gas verhielte sich wie eine v o l l k o m m e n elastische Flüssigkeit, so dass die Hinwegnahme des äussern auf sie einwirkenden Druckes eine unendliche Verdünnung sofort zur Folge haben würde und dass beim Ausströmen aus dem Canale ihre Spannung sofort in die der Atmosphäre übergeht; 2tens: die durch Compression oder Dilatation der innern Masse entstehenden Temperaturänderungen seien zu vernachlässigen.

Bezeichnet nun:

P die Intensität des Luftdruckes auf *cd* in Kilogr. pro □ Meter,
P_1 „ „ „ „ auf *ab*, „ „ „
p die Spannung in einer irgendwo im Innern des Canals gedachten Querschicht *mnop* in Kilogr. pro □ Meter,

T die Temperatur der innern Luft,
$\mathfrak{T}$ „ „ „ äussern Luft
G die Dichtigkeit, oder das Gewicht eines Cubikmeters Luft im Querschnitte *cd*,
G_1 die Dichtigkeit, oder das Gewicht eines Cubikmeters Luft im Querschnitte *a b*,
γ die Dichtigkeit, oder das Gewicht eines Cubikmeters Luft in der Querschicht *m n o p*,
γ_0 die Dichtigkeit, oder das Gewicht des Gases oder der Luft bei 0 Grad,
q der überall gleich weite Querschnitt des Canales, in □ Metern,
V_0 die Geschwindigkeit der Luft beim Eintritt in den Canal,
V die Austrittsgeschwindigkeit,
H die Höhe des Canales, in Metern,
so berechnen sich die für vorliegenden Fall in die allgemeine Bewegungsgleichung (28) einzuführenden Werthe folgendermaassen:

Die erwähnte Querschicht *m n o p* habe als Dicke das Längenincrement dh, so dass ihr Volumen zu q dh, ihr Gewicht zu $q\gamma$ dh und ihre Masse zu $\frac{q\gamma\,dh}{g}$ sich berechnet und demnach in Formel (28) $m = \frac{q\gamma\,dh}{g}$ zu setzen sein würde.

Die Wirkung der Repulsionskräfte, welche hier als innere Kräfte anzusehen sind, berechnet sich aus folgender Betrachtungsweise. Wenn diese Kräfte frei thätig wären, d. h. wenn nicht gleichzeitig die Kräfte P und P_1 einwirkten, oder wenn nicht im Zustande des ruhenden oder bewegten Beharrens der innern Luft die Repulsionskräfte durch die nach entgegengesetzter Richtung wirkenden Kräfte P und P_1 im Gleichgewicht gehalten würden, so hätte die Thätigkeit derselben den sofortigen Eintritt einer unendlichen Verdünnung der innern Luft zur Folge. Da aber P und P_1 wirksam sind, so wird nur ein gewisser Grad der Verdünnung oder der Dichtigkeit wirklich vorhanden sein und aus diesem Dichtigkeitsgrade die Wirkungsgrösse der Repulsionskräfte dadurch berechnet werden können, dass man eine virtuelle Aenderung desselben in Betracht zieht. Nimmt man nämlich an, die Kräfte P und P_1 liessen es zu, dass das Volumen der Querschicht *m n o p* von q dh bis auf q (dh + x) sich vergrösserte, so würden die Angriffspuncte der Repulsionskräfte um die Wegstrecke x auseinander bewegt. Da dieser Volumenvergrösserung ein Widerstand entgegenwirkt, dessen Intensität durch den in *m n* herrschenden Druck *p* gemessen werden muss und da wegen des Fundamentalsatzes, dass Wirkung = Gegenwirkung ist, demnach auch die Repulsionskräfte diese Intensität p haben müssen, so ist die elementare Arbeit, welche dieselben verrichten, = q p x. Da ferner bei der gedachten Ausdehnung des in der Querschicht *m n o p* enthaltenen Volumens das Gewicht desselben während der Ausdehnung constant bleibt,

also auch das Gewicht des anfänglichen Volumens demjenigen des ausgedehnten gleich ist, so gilt die Gleichung:

$$\gamma \, q \, dh = (\gamma + d\gamma) \, q \, (dh + x)$$

und daraus folgt: $x = -\dfrac{d\gamma \, . \, dh}{\gamma + d\gamma}$

oder weil $d\gamma$ als Summand gegen γ verschwindet:

$$x = -\frac{d\gamma \, . \, dh}{\gamma}$$

Mit Beachtung dieses Werthes für x erhält man als Wirkungsgrösse der Repulsivkräfte in der Elementarschicht

$$- q \, p \frac{dh \, d\gamma}{\gamma}$$

und als Summe sämmtlicher Wirkungsgrössen derselben in der ganzen Ausdehnung der Röhre

$$- \int_0^H q \, p \frac{d\gamma}{\gamma} dh.$$

Die Massenattraction oder hier die Schwerkraft wirkt in vertikaler Richtung mit einer Intensität auf das Massenelement der innern Luft ein, die durch die Beschleunigung g gemessen wird. Daher ist die Intensität der Schwerkraft auf die ganze in der Querschicht *mnop* enthaltene Masse $\dfrac{\gamma \, q \, dh}{g}$

$$= \gamma \, q \, dh;$$

die Wirkungsgrösse derselben $= \gamma \, q \, dh \, dh$ und für die ganze Ausdehnung der Röhre

$$= \int_0^H \gamma q \, dh \, dh.$$

Die äussere Luft drückt in der Höhe der Einmündung mit einer Intensität P_1 auf jedes □ Meter Oberfläche, also auf den Eintrittsquerschnitt mit der Intensität $q P_1$. In derselben Zeitgrösse, in welcher die Masse $\dfrac{\gamma \, q \, dh}{g}$ um dh bewegt wird, ist die von P_1 getriebene totale Masse einen allgemein mit S_1 zu bezeichnenden Weg zurückzulegen fähig und nimmt daher durch P_1 eine Wirkungsgrösse

$$= q \, P_1 \, S_1$$

auf.

Ebenso verrichtet P in derselben Zeit die Arbeit:

$$= q \, P \, S.$$

Trägt man nun diese Werthe in Formel (28) mit der Beachtung ein, dass die Schwerkraft, wie P nach entgegengesetzter Richtung von P_1 wirken, so ergiebt sich:

$$\int_{V_0}^{V} \frac{q\gamma\, dh}{g} v\, dv = q P_1 S_1 - q P S - \int_0^H q p \frac{d\gamma}{\gamma} dh - \int_0^H q\gamma\, dh\, dh \quad 131.$$

Da aber der Beharrungszustand eingetreten, also in gleichen Zeiten gleiche Gewichtsmengen Luft durch jeden Querschnitt der Röhre sich bewegen sollen, so ist

$$q\gamma\, dh = q G_1 S_1 = q G S$$

und daher erhält man, wenn durch eine dieser Grössen die ganze Gleichung dividirt wird:

$$\int_{V_0}^{V} \frac{v\, dv}{g} = \frac{P_1}{G_1} - \frac{P}{G} - \int_{G_1}^{G} \frac{p\, d\gamma}{\gamma^2} - \int_0^H dh \quad \ldots\ldots\ldots\ldots 132.$$

Um die in $\int \frac{p\, d\gamma}{\gamma^2}$ angedeutete Integration auszuführen, hat man zu beachten, dass p eine Function von γ und T ist und zwar nach Gleichung 9, Seite 8

$$\frac{p}{\gamma} = \varkappa (1 + \alpha T)$$

gesetzt werden muss. Zunächst findet sich nun nach den Regeln der partiellen Integration:

$$\int_{G_1}^{G} \frac{p\, d\gamma}{\gamma^2} = -\int_{\frac{P_1}{G_1}}^{\frac{P}{G}} d\left(\frac{p}{\gamma}\right) + \int_{P_1}^{P} \frac{dp}{\gamma} = -\left(\frac{P}{G} - \frac{P_1}{G_1}\right) + \int_{P_1}^{P} \frac{dp}{\gamma}$$

und setzt man hierin nach angeführter Formel $\gamma = \frac{p}{\varkappa(1 + \alpha T)}$, so wird, da T als in der ganzen Röhre constant vorausgesetzt wurde:

$$\int_{P_1}^{P} \frac{dp}{\gamma} = \varkappa (1 + \alpha T) \int_{P_1}^{P} \frac{dp}{p} = \varkappa (1 + \alpha T) \ln t \frac{P}{P_1}$$

also: $$\int \frac{p\, d\gamma}{\gamma^2} = -\left(\frac{P}{G} - \frac{P_1}{G_1}\right) + \varkappa (1 + \alpha T) \ln t \frac{P}{P_1}$$

und:

$$\int_{V_0}^{V} \frac{v\, dv}{g} = -\varkappa (1 + \alpha T) \ln t \frac{P}{P_1} - \int_0^H dh$$

oder:

$$\frac{V^2 - V_0^2}{2g} = \varkappa (1 + \alpha T) \ln t \frac{P_1}{P} - H \quad \ldots\ldots\ldots\ldots 133.$$

Ist endlich die Geschwindigkeit V_0 der in den Canal eintretenden Luft $= 0$, so wird:

$$V = \sqrt{2g \left\{ \varkappa (1 + \alpha T) \ln t \frac{P_1}{P} - H \right\}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots 134$$

Unter P_1 und P sind die Pressungen der äussern Luft auf den Eintritts- und Austrittsquerschnitt des Canales verstanden. Die Intensität

derselben ist von der Temperatur und dem Feuchtigkeitsgrade der Atmosphäre, wie von sonstigen, meteorologischen Einflüssen abhängig und kann wegen Einwirkung vieler unberechenbarer Factoren nur durch ein Messinstrument, nur durch das Barometer gefunden werden. Nimmt man aber an, dass diese Pressungen oder Spannungen allein durch das Gewicht der Atmosphäre bedingt würden, nur mit dem Wechsel der Temperaturen und nicht mit dem Feuchtigkeitsgrade oder sonstigen Einflüssen variirten, so lässt sich obige Formel sehr vereinfachen, ohne an Genauigkeit für das hier vorgesteckte Ziel einzubüssen.

Es ist alsdann $(P_1 - P)$ gleich dem Gewichte einer äusseren Luftsäule von der Höhe H und von 1 □Meter Querschnitt, und lässt sich demnach folgendermaassen bestimmen. Bedeutet $\mathfrak{G}$ das mit zunehmenden Höhen der Atmosphäre sich verändernde Gewicht von 1 Cubikmeter äusserer Luft, $\mathfrak{p}$ den correspondirenden Druck und dh das Element der Höhe, so ist nach Formel 9:

$$\mathfrak{G}\, dh = \frac{\mathfrak{p}}{\varkappa\,(1 + \alpha \mathfrak{T})}\, dh$$

das Gewicht einer elementaren Schicht von 1 □Meter Grundfläche. Gleichzeitig drückt aber nach obiger Voraussetzung dieser Werth die Spannungsabnahme $d\mathfrak{p}$ aus, welche für das Element dh der Höhe eintritt, und daher ist

$$d\mathfrak{p} = -\frac{\mathfrak{p}}{\varkappa\,(1 + \alpha \mathfrak{T})}\, dh$$

$$\int_{P_1}^{P} \frac{d\mathfrak{p}}{\mathfrak{p}} = -\int_0^H \frac{dh}{\varkappa\,(1 + \alpha \mathfrak{T})}$$

(das negative Vorzeichen, weil mit einer Abnahme von $\mathfrak{p}$ ein Zunehmen von h verbunden ist).

Wird nun $\mathfrak{T}$ für die ganze Höhe constant angenommen, so ergiebt sich

$$\operatorname{lnt}\left(\frac{P_1}{P}\right) = \frac{H}{\varkappa\,(1 + \alpha\,\mathfrak{T})} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 135$$

und führt man diesen Werth in 134 ein, so erhält man:

$$V = \sqrt{\frac{2\, g\, \alpha\, (T - \mathfrak{T})\, H}{1 + \alpha\, \mathfrak{T}}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 136$$

eine Formel, welche man in andern Schriften, als die sogenannte theoretische Geschwindigkeit berechnend, in anderer Weise abgeleitet antrifft. —

2[tens]. In Wirklichkeit wirkt aber auf die Masse der Querschicht *mnop* Fig. 15 noch ein passiver Widerstand und zwar der sogenannte Reibungswiderstand ein, und ausserdem findet eine Gleichheit der Tem-

peratur innerhalb der ganzen Röhre nicht statt, sondern durch Abkühlungseinflüsse nimmt dieselbe von Querschnittt zu Querschnitt von unten bis oben ab.

Eine genaue Ermittelung der Ausströmungsgeschwindigkeit verlangt daher auch die Berücksichtigung sowohl des Reibungswiderstandes, als der Temperaturabnahme.

Die Abkühlung ist in vielen Fällen nicht unbeträchtlich und hat einen nicht so unbedeutenden Einfluss auf die Geschwindigkeit, als man vielleicht zu glauben geneigt ist; beim Brix'schen Versuchsapparate (siehe hinten) betrug sie den vierten Theil von der im Einmündungspuncte des Schornsteines in den Verbrennungsproducten enthaltenen Wärmemenge, und bei Blechschornsteinen kann sie die Geschwindigkeit so sehr beeinflussen, dass eine sonst erreichbare Zugwirkung herbeizuführen unmöglich ist. (Siehe Vergleich von Formel 152 und 153.) Sie wird mit Hülfe der im II. Kapitel abgeleiteten Formeln hier in Rechnung gebracht.

Von dem Reibungswiderstande einer Flüssigkeit an den Röhrenwänden des von ihr durchströmten Gefässes darf man erfahrungsmässig nicht die Vorstellung sich bilden, welche der Definition des Reibungswiderstandes von festen Körpern anhaftet, sondern hat sich einen Widerstand darunter zu denken, der zumeist von der Cohäsion der einzelnen flüssigen Theilchen unter sich und der Adhäsion derselben an den Gefäss- oder Canalwänden herrührt. Es zeigt nämlich das Experiment, dass, während bei festen Körpern der Reibungswiderstand allein von dem Zustande der sich reibenden Oberflächen und von dem Drucke, welcher dieselben aneinanderpresst, nicht aber von der Grösse der Berührungsflächen oder von der Geschwindigkeit der Bewegung abhängig ist, auf den Reibungswiderstand der Flüssigkeiten der Druck oder die innere Pressung nicht, wohl aber die Grösse der berührten Fläche, die Stärke der Geschwindigkeit und, wegen des verbrannten Cohäsionseinflusses, auch die Grösse des durchströmten Gefässquerschnittes einwirkt. Genauer gesprochen hat man durch das Experiment gefunden, dass der Reibungswiderstand durch einen, die treibende Kraft vermindernden D r u c k angegeben oder gemessen werden kann, der im umgekehrten Verhältnisse zum Querschnitt des durchströmten Gefässes und im geraden Verhältnisse zu der innern Oberfläche desselben, zu dem Quadrate der Durchflussgeschwindigkeit und zu einem Coefficienten steht, welcher für dieselbe Flüssigkeit und dieselbe Oberflächenbeschaffenheit nach einigen Experimentatoren constant ist, nach andern mit der Durchströmungsgeschwindigkeit variirt. Symbolisch ausgedrückt liefern diese Erfahrungssätze die empirische Formel:

$$r = \zeta \frac{u}{q} l v^2 \text{ (Kilogr. pro } \square \text{ Meter)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 137$$

wenn r den Reibungswiderstand
„ q den Querschnitt }
„ u den Umfang } des Canales
„ l die Länge }
„ v die Geschwindigkeit der flüssigen Masse
„ ζ den sogenannten Reibungscoefficienten

bedeutet, welcher nach einigen Experimentatoren constant, nach Prony und Eitelwein aber $= a + \frac{b}{v}$ und nach Weisbach $= n + \frac{m}{\sqrt{v}}$ ist, sofern a, b, n und m für Constante gelten.*) Die veränderlichen Coefficienten sind indessen nur aus Versuchen mit Wasser abgeleitet und ohne besondere, genügend umfangreiche Prüfung bloss der Analogie wegen auch auf elastische Flüssigkeiten angewendet worden, während die constanten den directen Experimenten mit Luft und andern Gasen entnommen sind; daher und weil dadurch die Genauigkeit der hier zu erzielenden Rechnungsergebnisse nicht fühlbar berührt werden kann, soll in dieser Schrift der Reibungswiderstand ζ als constant angesehen werden.

Bei vorliegender, speciellerer Untersuchung würde nun der Reibungswiderstand als ein Druck zur Geltung gebracht werden müssen, der mit einer, durch Formel 137 gegebenen Intensität in Kilogr. auf jedes □ Meter des Canalquerschnittes einwirkt, weshalb auch diese hier zu verwendenden Maasseinheiten hinter Formel 137 angemerkt sind.

Um alsdann mit Berücksichtigung dieses Reibungswiderstandes die verlangte Ausströmungsgeschwindigkeit zu finden, hat man nur den Werth für denselben der rechten Seite von Formel 131 als Summand zuzufügen, wobei aber beachtet werden muss, dass er für die ganze Ausdehnung des Querschnittes q gilt, also 137 mit q zu multipliciren ist, dass er nicht $= \zeta\, u\, H\, v^2$, sondern weil v wegen Temperatur- und demnach Dichtigkeitsänderung in dem Canale als Function von h auftritt, $= \zeta\, u \int_0^H v^2\, dh$ zu setzen ist, und dass er ferner als verzögernde Kraft **negativ** eingeführt werden muss. Man würde also, nachdem man durch Multiplication mit dh seine Wirkungsgrösse bestimmt hat, als Summand für die rechte Seite der Formel 131

$$-\zeta\, u \int_0^H v^2\, dh\, dh$$

erhalten und demnach:

$$\int_{v_0}^{V} \frac{q\gamma\, dh}{g} v\, dv = q P_1 S_1 - q P S - \int_0^H q\, p \frac{d\gamma}{\gamma} dh - \int_0^H q\gamma\, dh\, dh - \zeta u \int_0^H v^2\, dh\, dh$$

*) Sainte-Venant setzt nach neueren Untersuchungen den Reibungswiderstand für tropfbare Flüssigkeiten $= \zeta \frac{u}{q} l \,.\, v^{1,9}$ und ζ constant. — Darcy findet einen noch andern Werth (Organ für Fortschritte des Eisenbahnwesens von Dr. Scheffler).

oder wenn, wie früher, sämmtliche Glieder durch eine der unter sich gleichen Grössen:

$$q\,\gamma\,dh = q\,G\,S = q\,G_1\,S_1$$

dividirt werden:

$$\int_{V_0}^{V}\frac{v\,dv}{g} = \frac{P_1}{G_1} - \frac{P}{G} - \int_{G_1}^{G}\frac{p\,d\gamma}{\gamma^2} - H - \zeta\,\frac{u}{q}\int_{0}^{H}\frac{v^2}{\gamma}\,dh \;\ldots\ldots\; 138.$$

Hierin wird ebenso, wie auf Seite 126,

$$\int_{G_1}^{G}\frac{p\,d\gamma}{\gamma^2}\ \text{zunächst} = \frac{P_1}{G_1} - \frac{P}{G} + \int_{P_1}^{P}\frac{dp}{\gamma}$$

aber in diesem letzten Integrale ist, nicht wie früher, γ als constant, sondern als mit der durch Abkühlung verringerten Temperatur veränderlich zu betrachten.

Nun kann, wenn die veränderliche Temperatur mit τ bezeichnet wird, nach Formel 9 γ zunächst $= \frac{p}{\varkappa\,(1 + \alpha\,\tau)}$, also

$$\int\frac{dp}{\gamma} = \varkappa\int\frac{dp}{p}\,(1 + \alpha\,\tau)$$

gesetzt werden; und hierin würde entweder τ als Function von p, oder τ und p als Function von einer dritten beiden gemeinsamen Variabeln einzuführen sein. In vorliegendem Falle ist das letztere Verfahren nur möglich.

Da nämlich τ allein durch den Einfluss der Abkühlung sich verändert und diese Abkühlung des durch den Canal strömenden Gases bei gegebener Wanddicke und gegebenem Umfange des Canales nur mit der Länge desselben variirt, so tritt τ als Function von h auf und diese Function wird durch Gleichung 80 (Seite 93) gegeben, sofern man darin

$$T_1 = \tau\,,\ t_1 = \mathfrak{T}\,,\ F = u\,.\,h,$$

und, wenn die Temperatur im untersten Querschnitte des hier betrachteten Canales mit T_1 bezeichnet wird, $T_0 = T_1$ einführt; man erhält also

$$\tau = \mathfrak{T} + (T_1 - \mathfrak{T})\ e^{-\frac{wu}{nAM\sigma}h} \;\ldots\ldots\ldots\ldots\; 139$$

oder wenn man zur Abkürzung

$$\frac{wu}{nAM\sigma} = B \;\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\; 140$$

setzt

$$\tau = \mathfrak{T} + (T_1 - \mathfrak{T})\ e^{-B\,h}\,,$$

worin nur noch h mit τ veränderlich ist.

Um ferner p als Abhängige von der Höhe h auszudrücken, muss, weil eine gesetzmässige Beziehung zwischen beiden nicht bekannt ist, eine Annahme zugelassen werden. Zu dem Ende lasse ich die Voraussetzung gelten, dass die zwischen den Grenzen P_1 bis P liegende Spannung im Innern des Canales ebenso sich verändere, wie die zwischen den gleichen Grenzen gelegene Spannung im Freien. Letztere Spannungsänderung wird durch Formel 135 gegeben; man würde demnach der gestellten Voraussetzung zufolge zu schreiben haben:

$$p = e^{-\frac{h}{\varkappa(1+\alpha\mathfrak{T})}} P_1 \text{ , } dp = -\frac{dh}{(1+\alpha\mathfrak{T})} e^{-\frac{h}{\varkappa(1+\alpha\mathfrak{T})}} P_1$$

$$\frac{dp}{p} = -\frac{dh}{\varkappa(1+\alpha\mathfrak{T})}$$

Durch Einführung sowohl dieses, als des Werthes für τ in das zu vollziehende Integral, ergiebt sich

$$\varkappa\int_{P_1}^{P}\frac{dp}{p}(1+\alpha\tau) = -\varkappa\int_0^H\left\{1+\alpha\left[\mathfrak{T}+(T_1-\mathfrak{T})e^{-Bh}\right]\right\}\frac{dh}{\varkappa(1+\alpha\mathfrak{T})}$$

$$= -H - \frac{\alpha(T_1-\mathfrak{T})}{B(1+\alpha\mathfrak{T})}\left[1-e^{-BH}\right]$$

also:

$$\int_{G_1}^{G}\frac{p\,d\gamma}{\gamma^2} = \frac{P_1}{G_1} - \frac{P}{G} - \frac{\alpha(T_1-\mathfrak{T})}{B(1+\alpha\mathfrak{T})}\left[1-e^{-BH}\right] - H$$

und schreibt man diesen Werth in Gleichung 138, so wird:

$$\frac{V^2-V_0^2}{2g} = \frac{\alpha}{B}\frac{(T_1-\mathfrak{T})}{(1+\alpha\mathfrak{T})}\left[1-e^{-BH}\right] - \zeta\frac{u}{q}\int_0^H\frac{v^2}{\gamma}dh$$

Die im letzten Gliede angedeutete Integration wird ähnlich, wie die im ersten vollzogen, indem man zunächst γ als Function von τ und p und diese mit Hülfe obiger Hypothese durch h ausdrückt; aber auch v muss, da es mit h variirt, eliminirt werden; zu dem Ende braucht man nur die aus der Annahme des Beharrungszustandes folgende Gleichung

$$q\,G\,V = q\,\gamma\,v \text{ . } 141$$

zu beachten und erhält dann:

$$\int_0^H\frac{v^2}{\gamma}dh = G^2V^2\int_0^H\frac{dh}{\gamma^3} = G^2V^2\varkappa^3\int_0^H\frac{\left[1+\alpha\mathfrak{T}+\alpha(T_1-\mathfrak{T})e^{-Bh}\right]^3}{p^3}dh$$

$$= \frac{G^2V^2\varkappa^3}{P_1^3}\int_0^H\left\{\left[1+\alpha\mathfrak{T}+\alpha(T_1-\mathfrak{T})e^{-Bh}\right]e^{\frac{h}{\varkappa(1+\alpha\mathfrak{T})}}\right\}^3 dh$$

$$= \frac{P^2}{P_1{}^3} V^2 \cdot \varkappa \frac{(1+\alpha T_1)^3}{(1+\alpha T)^2} H^*).$$

Setzt man hierin angenähert $P_1{}^3 = P^2 . P_1$ und nach Gleichung 9 $P_1 = \varkappa (1 + \alpha . 0) \gamma_0$, so wird dieses Glied

$$= \frac{1}{\gamma_0} \frac{(1+\alpha T_1)^3}{(1+\alpha T)^2} H$$

und demnach:

$$\frac{V^2 - V_0{}^2}{2 g} = \frac{\alpha}{B} \frac{(T_1 - \mathfrak{T})}{(1+\alpha \mathfrak{T})} \left[1 - e^{-BH} \right] - \frac{\zeta}{\gamma_0} \frac{u}{q} \frac{(1+\alpha T_1)^3}{(1+\alpha T)^2} H V^2$$

oder, wenn die Geschwindigkeit der Luft vor Eintritt in den Canal, also wenn $V_0 = 0$ ist:

*) Es wird nämlich, wenn man vorläufig zur Abkürzung $(1 + \alpha \mathfrak{T}) = a$, $\alpha (T_1 - \mathfrak{T}) = b$ setzt:

$$\int_0^H \left\{ \left[a + b\, e^{-Bh} \right] e^{\frac{h}{\varkappa a}} \right\}^3 dh = \frac{a^3}{\frac{3}{\varkappa a}} \left[e^{\frac{3H}{\varkappa a}} - 1 \right]$$

$$+ 3 a^2 b \frac{1}{\frac{3}{\varkappa a} - B} \left[e^{\left(\frac{3}{\varkappa a} - B\right) H} - 1 \right] + 3 a b^2 \frac{1}{\frac{3}{\varkappa a} - 2 B} \left[e^{\left(\frac{3}{\varkappa a} - 2 B\right) H} - 1 \right]$$

$$+ b^3 \frac{1}{\frac{3}{\varkappa a} - 3 B} \left[e^{\left(\frac{3}{\varkappa a} - 3 B\right) H} - 1 \right]$$

und durch Einführung der Annäherung

$$e^{\left(\frac{3}{\varkappa a} - B\right) H} - 1 = \left(\frac{3}{\varkappa a} - B\right) H, \quad e^{\frac{3H}{\varkappa a}} - 1 = \frac{3H}{\varkappa a},$$

etc. ergiebt sich:

$$= (a^3 + 3 a^2 b + 3 a b^2 + b^3) H = (1 + \alpha T_1)^3 H;$$

wegen $G = \frac{P}{\varkappa (1 + \alpha T)}$ endlich obiger Ausdruck.

Die eingeführte Annäherung involvirt die Annahme, man könne sowohl die Pressungs-, als die Temperaturänderungen vernachlässigen; man hätte daher diese Annahme gleich von vorn herein einsetzen und $p = P_1$, $\tau = T_1$ durchweg constant behandeln können; es geschah nicht, um zu zeigen, dass in der That jene Näherungen von der Wirklichkeit nicht weit abstehende Resultate liefern, weil nämlich, wie die Glieder $\left(\frac{3}{\varkappa a} - B\right)$ etc. zu erkennen geben, die wirklich vorhandene Abkühlung vermehrend, die Druckabnahme aber vermindernd auf den Reibungswiderstand einwirken, also beide bis zu gewissem Grade sich compensiren.

$$V = \sqrt{\frac{2\,g\,\frac{\alpha}{B}\,(T_1 - \mathfrak{T})\left[1 - e^{-BH}\right]}{(1+\alpha\mathfrak{T})\left[1 + \zeta\,\frac{2\,g}{\gamma_0}\,\frac{u}{q}\,\frac{(1+\alpha T_1)^3}{(1+\alpha T\,)^2}\,H\right]}} \;\ldots\ldots\; 142$$

Wird hierin die Abkühlung vernachlässigt, also $T = T_1$ und $B = 0$ gesetzt, so ergiebt sich wegen

$$\frac{1 - e^{-BH}}{B} = \frac{1}{B}\left\{1 - \left[1 - BH + \frac{B^2H^2}{2} - \frac{B^3H^3}{6} + \ldots\right]\right\}$$

$$= H - \frac{BH^2}{2} + \frac{B^2H^3}{6} + \ldots = H$$

$$V = \sqrt{\frac{2\,g\,\alpha\,(T_1 - \mathfrak{T})\,H}{(1+\alpha\mathfrak{T})\left[1 + \zeta\,\frac{2\,g}{\gamma_0}\,\frac{u}{q}\,(1+\alpha T_1)\,H\right]}} \;\ldots\ldots\; 143$$

eine Formel, welche man, abgesehen von einer Verschiedenheit im Reibungsgliede, genau so in andern Schriften anders abgeleitet antrifft.

Um diese Formel mit der vorigen zu vergleichen und dadurch den Einfluss der Abkühlung zu erkennen, werde mit V' der Werth von 143, mit V derjenige von 142 bezeichnet, worauf sich unter Vernachlässigung der Verschiedenheit im Reibungsgliede

$$V = \sqrt{\frac{1 - e^{-BH}}{BH}}\;V'$$

ergiebt. Nun ist in die Grösse $B = \frac{w\,u}{n\,A\,M\,\sigma}$ für Blechschornsteine, $w = 7$ zu setzen und ferner nach einer empirischen Regel von Redtenbacher*) $n\,A\,M = q\,.\,1848\,\sqrt{H} = q\,.\,1848\,\sqrt{25\,.\,d}$ zu nehmen, sofern d die Weite des Schornsteins bedeutet; dadurch wird

$$V = \sqrt{\frac{1 - e^{-0,6}}{0,6}}\;V' = 0,86\;V'$$

so dass also bei Anwendung von Blechschornsteinen und in den gewöhnlichen praktischen Fällen die wirklich eintretende, dem Einflusse der Abkühlung unterworfene Geschwindigkeit nur 86% von derjenigen beträgt, welche von Formel 143 berechnet wird, oder dass, da die Geschwindigkeit der Zugwirkung und diese wieder dem Brennmaterialconsum proportional ist, beispielsweise nur 86 Kilogr. Steinkohlen ver-

*) Resultate für den Maschinenbau.

brannt werden könnten, wenn die Dimensionen des Schornsteins mit der aus 143 sich ergebenden Geschwindigkeit für ein Consum von 100 Kilogrammen berechnet wären.

Der Einfluss der Abkühlung bei Schornsteinen von dünnen Wandungen tritt noch stärker hervor, wenn, wie später geschieht, sämmtliche, die Zugwirkung beeinflussenden Widerstände in Rücksicht genommen werden.

Wie ihre Ableitung zeigt, gelten Formel 142 und 143 nur für den besondern, abstracten Fall, in welchem die Luft ohne irgend welches Hinderniss in den untern Querschnitt des in Untersuchung gezogenen Canales tritt und in diesem Querschnitte plötzlich erwärmt wird. Da nun, wie die nachherigen Untersuchungen genauer ausweisen werden, die Hindernisse, welche die in den Schornstein einer Feuerungsanlage eindringende Luft vor Eintritt in denselben zu überwinden hat, sehr bedeutend sind und meistens die Geschwindigkeit V mehr beeinflussen, als es von den Dimensionen und den Temperaturverhältnissen des Schornsteines selbst geschieht, so ist eine Anwendung genannter Formeln 142 u. 143 zu Bestimmung der Dimensionen eines Schornsteins nicht zulässig.

Péclet z. B. hat gefunden, dass bei Dampfkesselfeuerungen die wirkliche Geschwindigkeit nur 0,18 bis 0,16 von derjenigen beträgt, welche ohne Berücksichtigung der Widerstände von der letzten der genannten Formeln berechnet wird. Wäre nun dieses Verhältniss zwischen wirklicher und sogenannter theoretischer Geschwindigkeit ein constantes, so könnte man immerhin mit Vermeidung von mühevolleren Rechnungsoperationen aus demselben und der Formel für die theoretische Geschwindigkeit die Zugwirkung oder die Dimensionen eines Schornsteines ermitteln; aber, wie schon Péclet anführt, gilt jenes Verhältniss nur für mittlere Fälle und liefert unter Umständen sehr abweichende Resultate von der Wirklichkeit, und noch mehr lehren die später folgenden Untersuchungen, dass ein derartiges Verfahren nicht blos zu rohen Annäherungen an die Wahrheit, sondern zu gänzlich verkehrten und unbrauchbaren Ergebnissen führen würde.

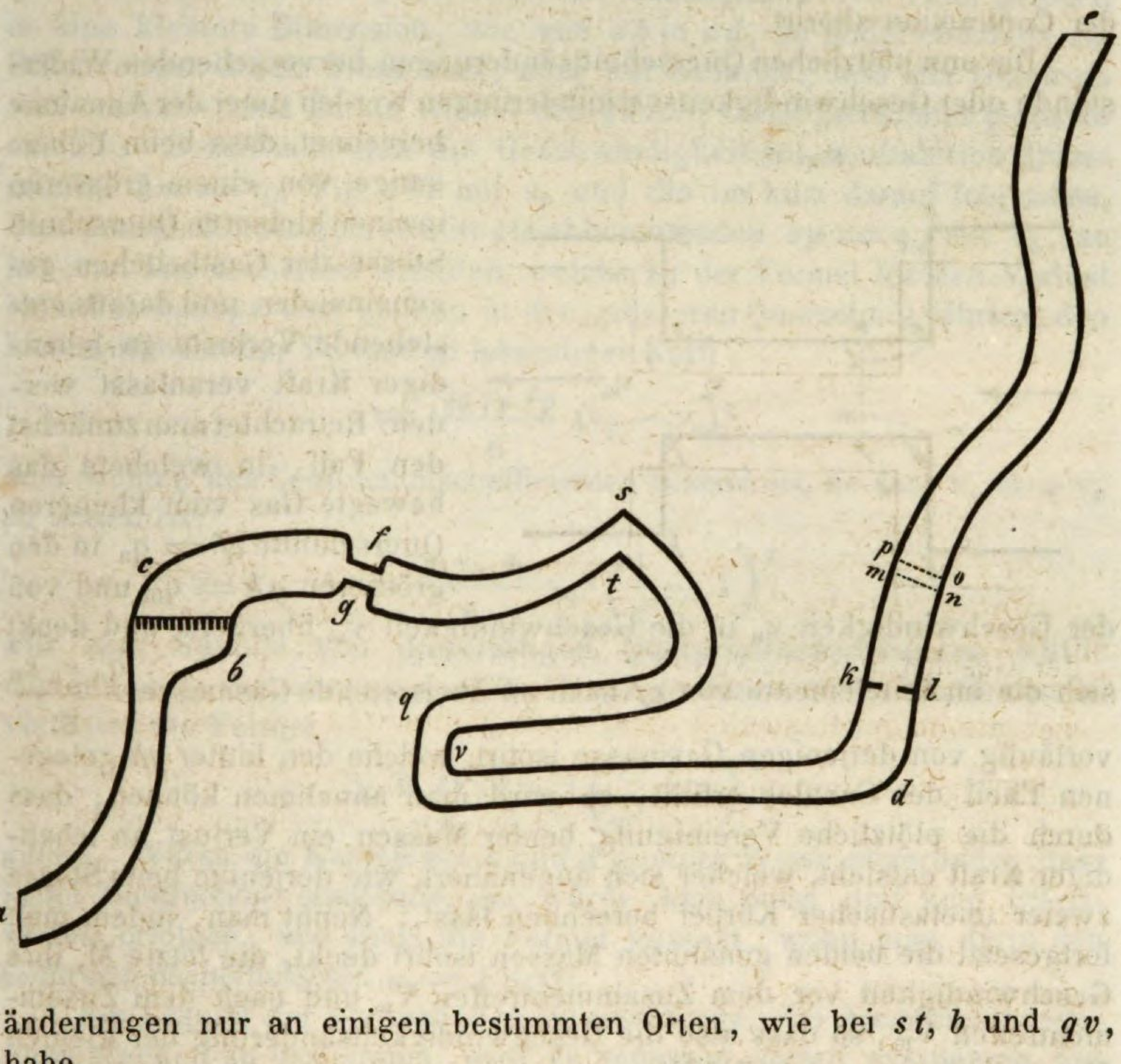
3tens. Es werde daher die Untersuchung jetzt in der Weise aufgenommen, dass ihre Ausgangspunkte mit der Wirklichkeit harmoniren, dass also der in Betracht zu ziehende Canal nicht vertikal, nicht gleich weit und nicht undurchdringlich für die Wärme, sondern beliebig gelegt, beliebig gestaltet und der Abkühlung ausgesetzt sei; es werde also, was dasselbe sagen will, eine Feuerungsanlage von nebenstehender allgemein gültiger Form ins Auge gefasst.

Bei *a* sei die Einströmungsöffnung für die Verbrennungsluft, bei *b* liege der Rost, also sei *ab* der Zuflusscanal und *bc* der Feuerraum, *cd* seien die Züge oder Feuercanäle und *de* der Schornstein.

Indessen werde in Bezug auf die Form vorausgesetzt, die Aufeinanderfolge der Querschnitte habe im Allgemeinen einen stetigen Verlauf und nur an einigen Orten, wie bei *fg* und *kl*, seien p l ö t z l i c h e Verände-

rungen; dasselbe gelte von der Axe der Röhre, die mit der Bewegungsrichtung der Gase parallel liegend gedacht wird und plötzliche Richtungs-

Fig. 3.



änderungen nur an einigen bestimmten Orten, wie bei *st*, *b* und *qv*, habe.

Eine andere Voraussetzung besteht in der Annahme, dass die abströmende Gasmenge der eingeströmten, deren Bildung veranlassten Luftmenge gleich sei, eine Annahme, deren Zulässigkeit bereits auf Seite 88 motivirt wurde.

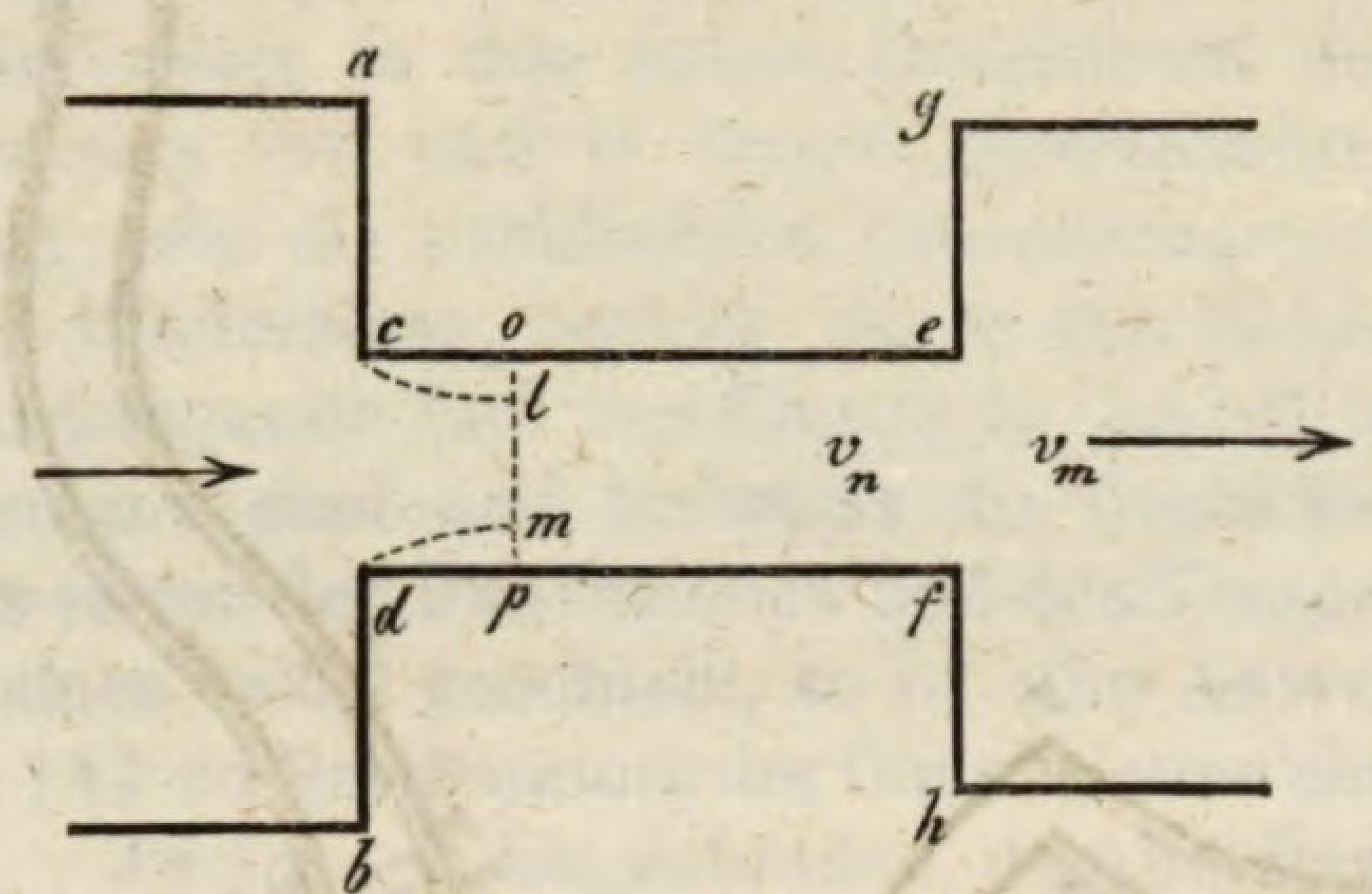
Von diesen beiden und den auf Seite 123 angeführten Voraussetzungen ausgehend, wird nun, wie im Fall 1 und 2, die Ausströmungsgeschwindigkeit V auch hier aufgefunden werden können, wenn man das mathematische Verhältniss feststellt, welches zwischen der beschleunigten Masse und den auf sie einwirkenden Kräften existirt, d. h. wenn man kurz in die allgemeine Bewegungsgleichung 28 die hier gültigen Sonderverhältnisse einführt.

Die activen beschleunigenden Kräfte sind auch hier der äussere Luftdruck, welcher gegen die Einströmungsöffnung *a* und die Ausströmungsöffnung *e* wirkt, und das Gewicht und die Expansivkraft des

inneren Gases; aber zu den passiven Kräften kommen hier noch die Widerstände, welche durch plötzliche Aenderungen der aufeinanderfolgenden Querschnitte und der Axenrichtung entstehen, und ausserdem wird Geschwindigkeit und Ausflussmenge durch die Erscheinung der Contraction alterirt.

Die aus plötzlichen Querschnittsänderungen hervorgehenden Widerstände oder Geschwindigkeitsverminderungen werden unter der Annahme berechnet, dass beim Uebergange von einem grösseren in einen kleineren Querschnitt Stösse der Gastheilchen gegeneinander, und daraus entstehende Verluste an lebendiger Kraft veranlasst werden.

Fig. 16.



Betrachtet man zunächst den Fall, in welchem das bewegte Gas vom kleineren Querschnitte $ef = q_n$ in den grösseren $gh = q_m$ und von der Geschwindigkeit v_n in die Geschwindigkeit v_m übergeht, und denkt sich die im Zeitelemente von *ef* nach *gh* übertretende Gasmasse $\frac{q_n \gamma_n s_n}{g}$ vorläufig von derjenigen Gasmasse isolirt, welche den hinter *gh* gelegenen Theil des Canales erfüllt, so wird man annehmen können, dass durch die plötzliche Vereinigung beider Massen ein Verlust an lebendiger Kraft entsteht, welcher sich angenähert, wie derjenige beim Stosse zweier unelastischer Körper berechnen lässt. Nennt man, indem man fortgesetzt die beiden genannten Massen isolirt denkt, die letzte M, ihre Geschwindigkeit vor dem Zusammentreffen V_n und nach dem Zusammentreffen V_m, so dass also die Geschwindigkeitsänderung der kleinen Masse $= (v_n - v_m)$ und die der grossen $= (V_n - V_m)$ ist, so wird nach dem Carnot'schen Principe der durch den Stoss erweckte Verlust an lebendiger Kraft ausgedrückt durch:

$$\frac{q_n \gamma_n s_n}{g} (v_n - v_m)^2 + M (V_n - V_m)^2.$$

Da nun aber die Masse M als unendlich gross gegen die kleine Elementarmasse angenommen werden muss und daher die Geschwindigkeit derselben durch den Stoss nicht afficirt werden kann, so ist in Wirklichkeit $V_n = V_m = v_m$ und demnach der gesammte durch den Uebergang vom kleinern in den grössern Querschnitt entstehende Verlust

$$= \frac{q_n \gamma_n s_n}{g} (v_n - v_m)^2$$

Kommen in der Canalführung mehre solcher plötzlichen Querschnittsänderungen vor, so kann der daraus für die gesammte bewegte Masse entstehende Verlust im Allgemeinen durch:

$$\Sigma \frac{q_n \gamma_n s_n}{g} (v_n - v_m)^2$$

bezeichnet werden.

Aendert sich der Querschnitt der Canalleitung von einer grossen in eine kleinere Dimension, wie von *ab* in *cd*, so findet ebenfalls ein Effectverlust durch Stoss statt, aber nur dadurch, dass der Gasstrom sich contrahirt und darauf wieder den ganzen Canalquerschnitt plötzlich ausfüllt. Bezeichnet man die Geschwindigkeit im contrahirten Querschnitte $lm = q_p$ (Fig. 16) mit v_p und die im kurz darauf folgenden, dem ganzen Röhrenquerschnitt gleichkommenden $op = q_q$ mit v_q, so hat man aus denselben Gründen, welche zu der Formel für den Verlust beim Uebergange vom kleinen in den grösseren Querschnitt führten, den hier stattfindenden Verlust an lebendiger Kraft

$$= \frac{q_p \gamma_p s_p}{g} (v_p - v_q)^2$$

oder wenn φ den Contractionscoefficienten bezeichnet, so dass $v_q = \varphi v_p$ zu setzen ist:

$$= \frac{q_p \gamma_p s_p}{g} v_q^2 \left(\frac{1}{\varphi} - 1\right)^2$$

Für eine Summe von dieserartigen Querschnittsänderungen würde namentlich zu Berechnung des für die ganze Masse geltenden Gesammtverlustes die Formel

$$\Sigma \frac{q_p \gamma_p s_p}{g} v_q^2 \left(\frac{1}{\varphi} - 1\right)^2$$

gelten. Wären die Kanten bei *c* und *d* in einer Weise abgerundet, dass keine Contraction stattfände, so würde kein Stoss und kein Effectverlust erfolgen, wie auch die Formel aussagt, wenn man darin den Contractionscoefficienten $\varphi = 1$ setzt.

Bei Lösung der vorliegenden Hauptaufgabe, die Ausströmungsgeschwindigkeit zu bestimmen, wird es indessen darauf ankommen, das Maass dieser durch Querschnittsänderungen veranlassten Widerstände durch einen Druck in Kilogr. pro □ Meter auszudrücken. Für diesen Zweck lassen sich obige Formeln leicht durch die Bemerkung umgestalten, dass die lebendige Kraft der doppelten mechanischen Wirkung, also dem doppelten Producte aus Kraft und Weg gleichzusetzen ist. Bezeichnet man daher mit p_n den Druck in Kilogr. pro □ Meter, welcher den Widerstand beim Uebergange vom kleinen in den grösseren Querschnitt misst, mit s_n den Weg, auf welchem p_n während des Zeitelementes auf die Masse einwirkt, oder einzuwirken fähig ist, so hat man

$$q_n p_n s_n = \frac{1}{2} \frac{q_n \gamma_n s_n}{g} \left(v_n - v_m\right)^2$$

also

$$\Sigma p_n = \Sigma \frac{\gamma_n}{2g} \left(v_n - v_m\right)^2 \text{ pro □ Meter des Querschnitts}$$

und ebenso

$$\Sigma\, p_p = \Sigma\, \frac{\gamma_p}{2g} v_q^2 \left(\frac{1}{\varphi} - 1\right)^2 \text{ pro } \square \text{Meter des Querschnitts.}$$

Bei Berechnung dieser Verluste ist wesentlich die Hypothese vom Parallelismus der Schichten als wirklich, also angenommen worden, dass der Gasstrom vom Querschnitte *e f* plötzlich bis zu *g h* sich erweitere. Da ein solcher Bewegungsvorgang in Wahrheit aber nicht existirt, sondern die einzelnen Gasfäden erst allmählich den grösseren Querschnitt erfüllen, indem sie in den Ecken Wirbel bilden, so muss man die abgeleiteten Formeln um so mehr als angenäherte betrachten, als auch die Annahme, dass der Stoss wie bei unelastischen Körpern erfolge, eine ungenaue ist. Experimente, bis zu welchem Grade angenähert diese theoretischen Ergebnisse mit der Wirklichkeit übereinstimmen, sind noch nicht in genügendem Umfange angestellt worden, aber die Praxis hat gelehrt, dass sie recht wohl zu Berechnung der in Rede stehenden Geschwindigkeitsverluste verwendet werden können, wenn die Querschnittsänderungen nicht bedeutend sind, in welchem Falle sie übermässig grosse Werthe liefern.

Durch ähnliche theoretische Betrachtungen gelangt man auch zu Formeln, die den, unter Umständen sehr beträchtlichen Geschwindigkeitsverlust durch Richtungsänderungen berechnen lassen. Man nimmt nämlich an, dass auch bei Bewegung des Gases durch ein Knie *a b c* die Hypothese vom Parallelismus der Schichten gelte und dass demnach die einzelnen Gasfäden alle parallel zur Axe *a b c* sich bewegten, und wird durch diese Annahme, wie vermittelst des Carnot'schen Principes darauf geführt, dass der Verlust an lebendiger Kraft proportional der, durch das Knie strömenden, elementaren Masse, dem Quadrate der Durchströmungsgeschwindigkeit und dem Quadrate vom Sinus des halben Ablenkungswinkels λ ist. Allein in Wirklichkeit findet auch hier eine parallele Fortbewegung der Schichten nicht statt, sondern durch die Centrifugalkraft wird die Gasmasse verhindert, den Querschnitt hinter dem Knie vollständig auszufüllen (Fig. 18); hierdurch entsteht eine Querschnittsverengung, und die daraus hervorgehenden Verluste sind wie bei den oben durch die Form der Canäle direct gegebenen Querschnittsverminderungen zu beurtheilen. Indessen findet sich auch aus dieser Be-

Fig. 17.

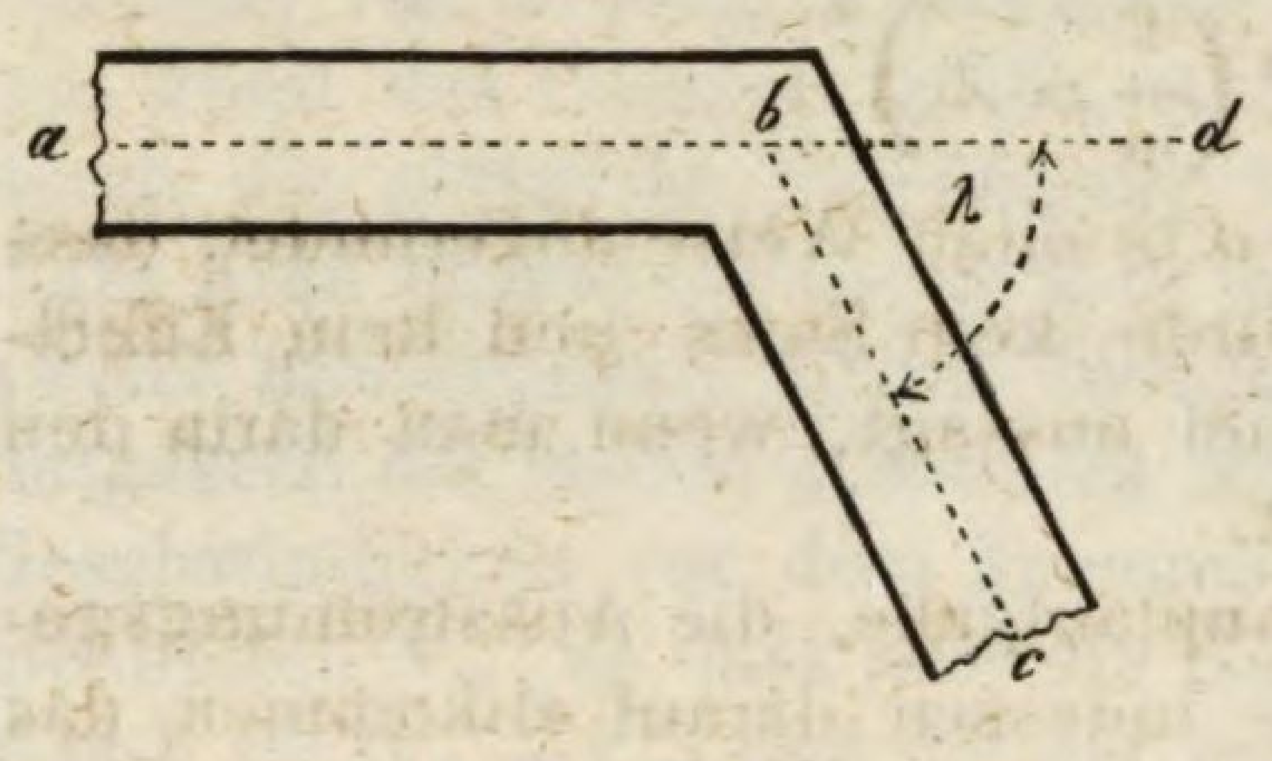
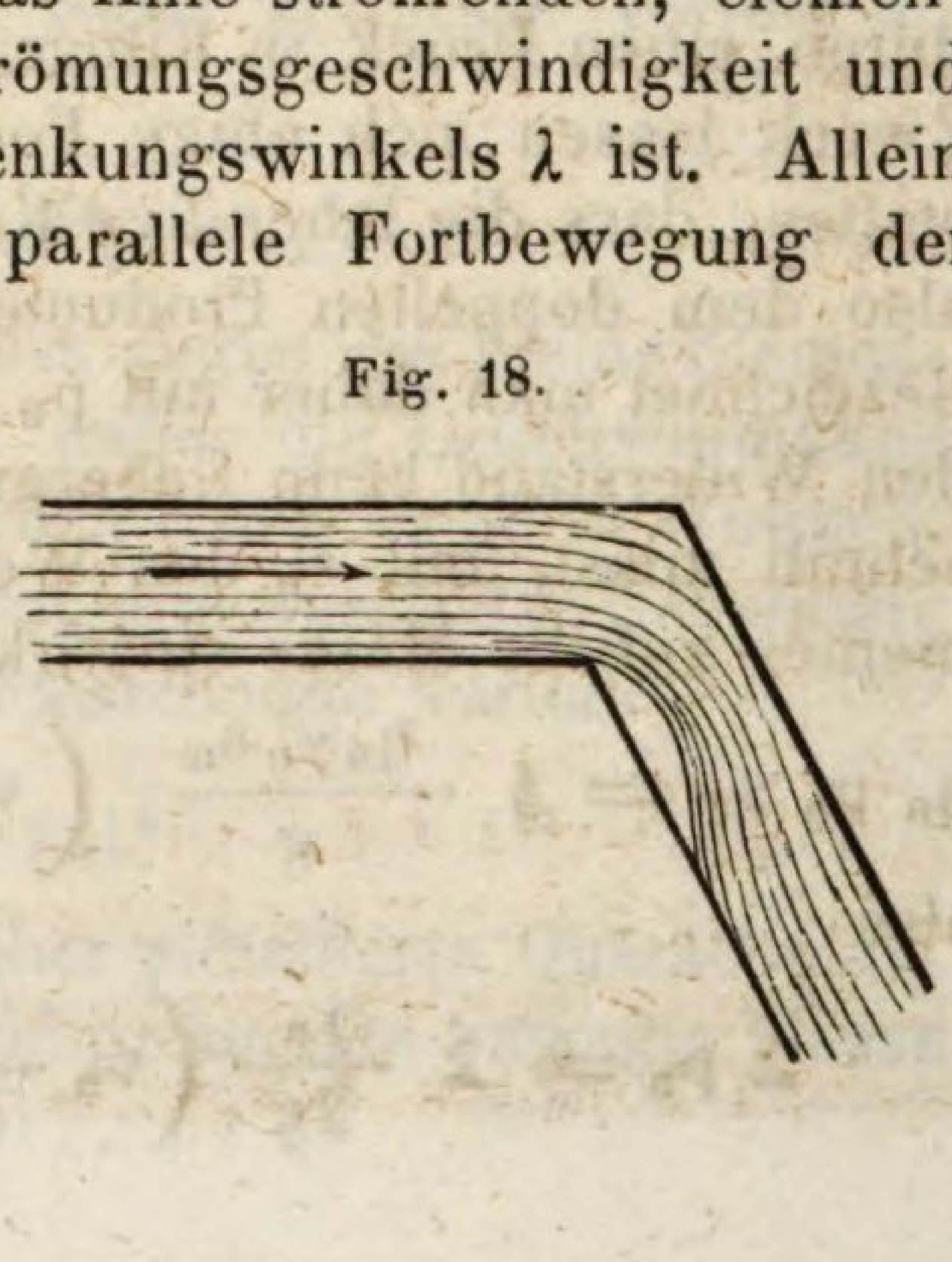


Fig. 18.



trachtungsweise des Vorganges, dass der Verlust vom Sinus des Ablenkungs- oder Bricolwinkels abhängt und nach Weisbach's Experimenten, sofern er mit p_a in Kilogr. pro □ Meter bezeichnet wird, durch

$$p_a = \left(0{,}9457 \, . \, \sin^2 \frac{\lambda}{2} + 2{,}047 \, . \, \sin^4 \frac{\lambda}{2}\right) \frac{\gamma_a}{2g} v_a{}^2$$

berechnet werden muss. Diese Formel ist allerdings nur aus dem Verhalten tropfbarer Flüssigkeiten abgeleitet worden, aber Weisbach ist auf Grund seiner umfangreichen Erfahrungen der Ansicht, dass sie auch auf Gase Anwendung finden könne.

Nachstehende Tabelle giebt für einige Ablenkungswinkel die Werthe des Coefficienten

$$\zeta_a = 0{,}9457 \sin^2 \frac{\lambda}{2} + 2{,}047 \, . \sin^4 \frac{\lambda}{2}$$

Ablenkungsw. $\lambda = cbd$	20°	40°	60°	80°	90°	100°	110°	120°	130°	140°
Coefficient ζ_a	0,046	0,139	0,364	0,740	0,984	1,260	1,556	1,861	2,158	2,431

Hierbei ist aber hervorzuheben, dass der durch eine Anzahl von Knieen entstehende Gesammtverlust nicht immer der Summe der mit dieser Formel zu berechnenden Einzelverluste gleich ist, sondern dass erfahrungsmässig, wenn zwei Kniee in nicht zu grosser Entfernung und in einer Lage aufeinander folgen, wie Fig. 19 zeigt, der Druckverlust durch beide nicht grösser ist, als wäre nur eines vorhanden, und dass ferner, wenn sie, wie in Fig. 20, rechtwinklig aufeinander stehen, der Druckverlust nur $1\frac{1}{2}$ mal so gross als bei einem einzigen Knie sich herausstellt.

Fig. 19.

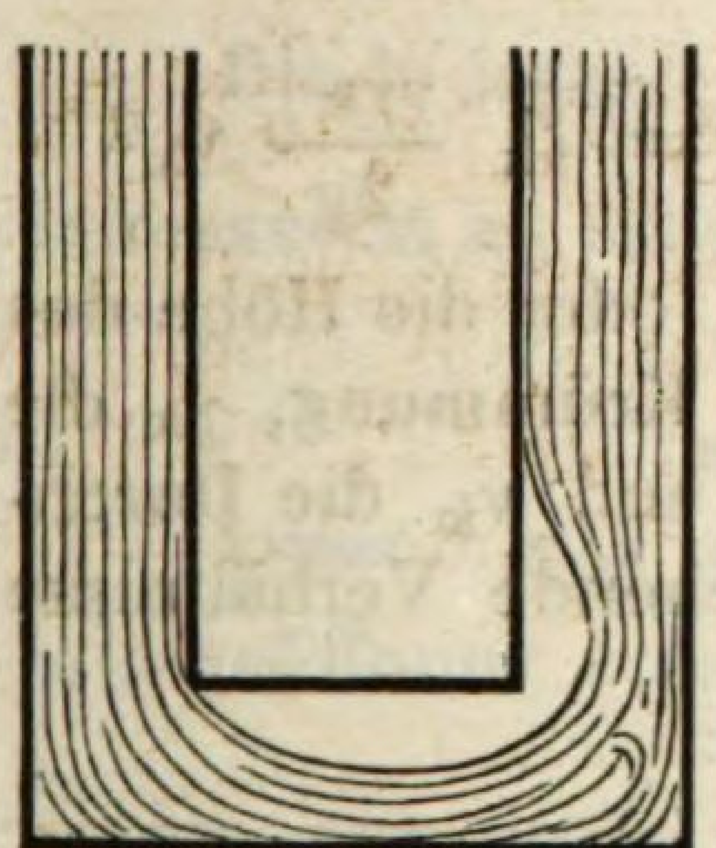


Fig. 20.

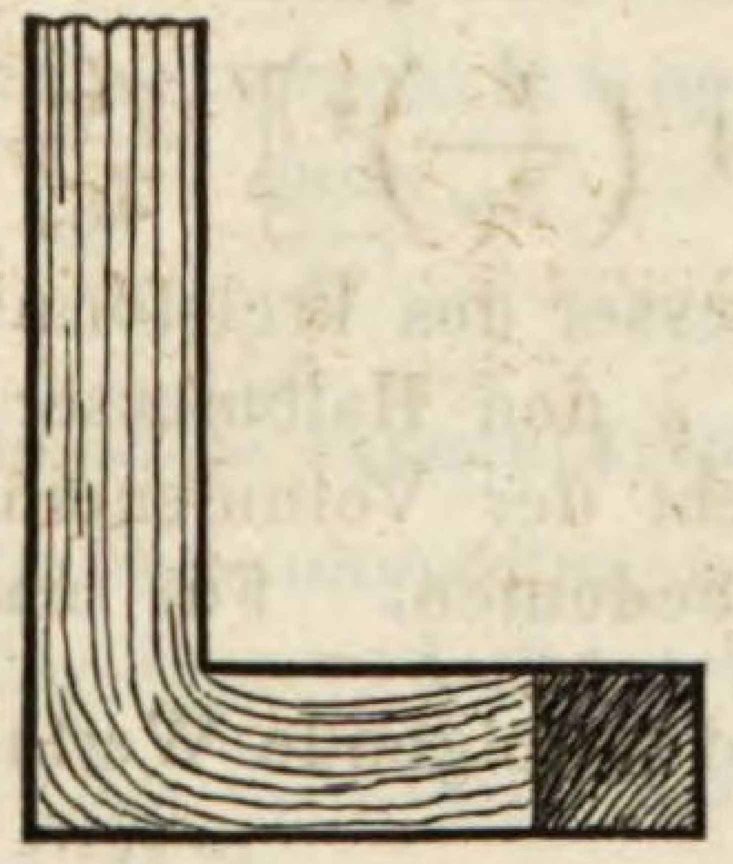
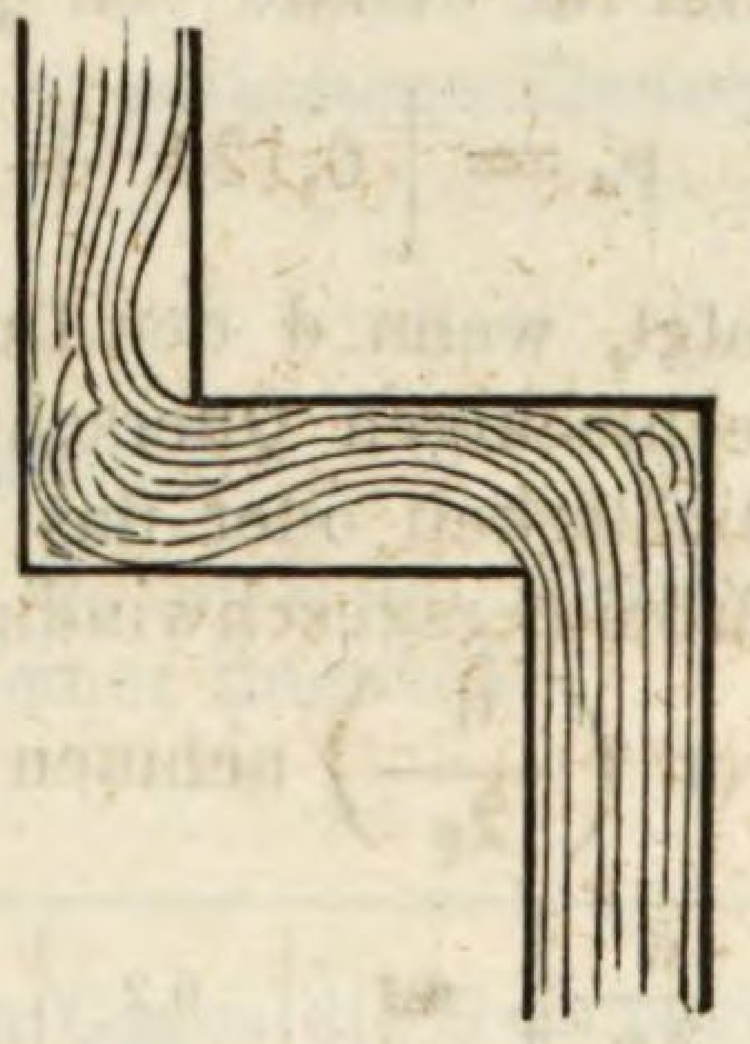


Fig. 21.



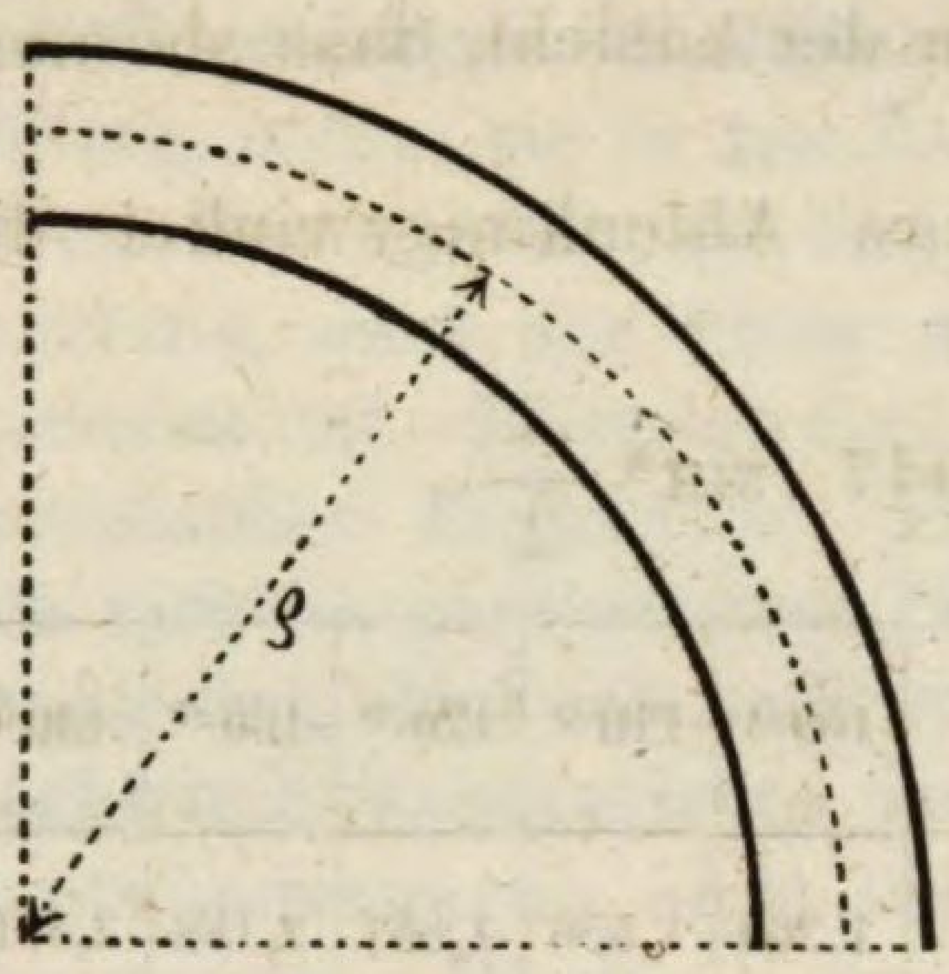
Sind sie indessen wie in Fig. 21 angeordnet, so ist der Gesammtverlust der Summe der Einzelverluste gleich.

Mit Berücksichtigung dieser Modificationen muss der später in Anwendung kommende Ausdruck:

$$\Sigma p_a = \Sigma \zeta_a \frac{\gamma_a}{2g} v_a^2$$ pro □ Meter des Querschnitts verstanden und entsprechend aufgelöst werden.

Geschieht die Richtungsänderung successive, bildet also der Canal eine Krümmung (Fig. 22), so ist der Verlust an lebendiger Kraft oder an Geschwindigkeit voraussichtlich nicht so bedeutend, als bei Knieen, aber immerhin gross genug, als dass er vernachlässigt werden könnte. Die Ursache desselben kann, wie bei den Knieen, einer hinter der Krümmung sich bildenden Contraction des Strahles zugeschrieben und diese als eine Querschnittsverengung des Canals in Rechnung gezogen werden. Da sie mit der Centrifugalkraft der durch die Krümmung strömenden Gasmasse wächst, so wird der Druckverlust im geraden Verhältnisse mit dem Quadrate der Durchströmungsgeschwindigkeit und mit dem Durchmesser oder der Höhe des Canales und im umgekehrten Verhältnisse mit dem Krümmungshalbmesser ϱ der Ablenkung stehen. Die aus dieser theoretischen Betrachtungsweise hervorgehenden Folgerungen stimmen indessen nicht so genau mit dem Experimente überein, wie die, wenigstens für tropfbare Flüssigkeiten abprobirten, empirischen Formeln von Weisbach, aus denen für Canäle von kreisförmigem Querschnitte ein pro □ Meter geltender Druck p_k in Kilogrammen

Fig. 22.



$$p_k = \left[0{,}131 + 1{,}847 \left(\frac{d}{2\varrho}\right)^{\frac{7}{2}}\right] \frac{\gamma_k}{2g} v_k^2 = \zeta_k \frac{\gamma_k}{2g} v_k^2$$

und für Canäle von quadratischem Querschnitt

$$p_a' = \left[0{,}124 + 3{,}104 \left(\frac{d}{2\varrho}\right)^{\frac{7}{2}}\right] \frac{\gamma_k}{2g} v_k^2 = \zeta_k' \frac{\gamma_k}{2g} v_k^2$$

folgt, wenn d den Durchmesser des kreisförmigen, oder die Höhe des rechteckigen Querschnittes, ϱ den Halbmesser der Krümmung, γ_k die Dichtigkeit oder das Gewicht der Volumeneinheit und v_k die Durchströmungsgeschwindigkeit bedeuten. Für nachstehende Verhältnisse von $\left(\frac{d}{2\varrho}\right)$ nehmen ζ_k und ζ_k' folgende Werthe an:

$\frac{d}{2\varrho}$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1
ζ_k	0,131	0,138	0,158	0,206	0,294	0,440	0,661	0,977	1,408	1,978
ζ_k'	0,124	0,135	0,180	0,250	0,398	0,643	1,015	1,546	2,271	3,228

Im Verlaufe der späteren Rechnungen wird der in einer Canalführung vorkommende Gesammt-Druckverlust durch Krümmungen mit

$\Sigma p_k = \Sigma \zeta_k \frac{q_k}{2g} v_k^2$ pro □ Meter des Querschnitts allgemein bezeichnet werden und dabei ζ_k als Coefficient sowohl für kreisförmige, als rechteckige Querschnitte in den Sonderfällen aufzulösen sein. Ebenso treten auch hier die bei Knieablenkungen bemerkten Modificationen ein, da das Experiment auch für Krümmungen nachgewiesen hat, dass zwei kurz aufeinanderfolgende Krümmungen wie

Fig. 23.

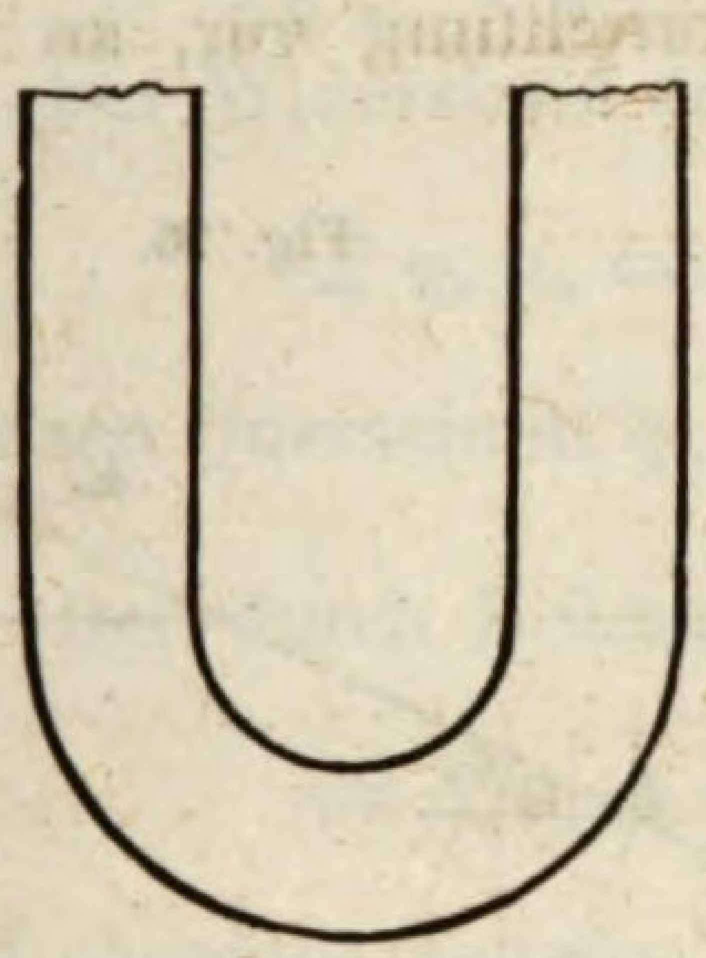


Fig. 24.



Fig. 23, keinen grösseren Verlust als nur eine derselben, dass dagegen zwei, wie Fig. 24 aufeinanderfolgende, den doppelten Verlust von einer einzigen geben. —

Mit Hülfe dieser, für die Widerstände oder passiven Kräfte geltenden Werthe, berechnen sich nun die in die allgemeine Bewegungsgleichung (28) einzuführenden Wirkungsgrössen folgendermaassen:

Die in irgend einer Querschicht *m n op* (Fig 3) enthaltene Elementarmasse *m* ist zunächst $= \frac{q\gamma ds}{g}$.

a. Als active äussere Kräfte wirken:

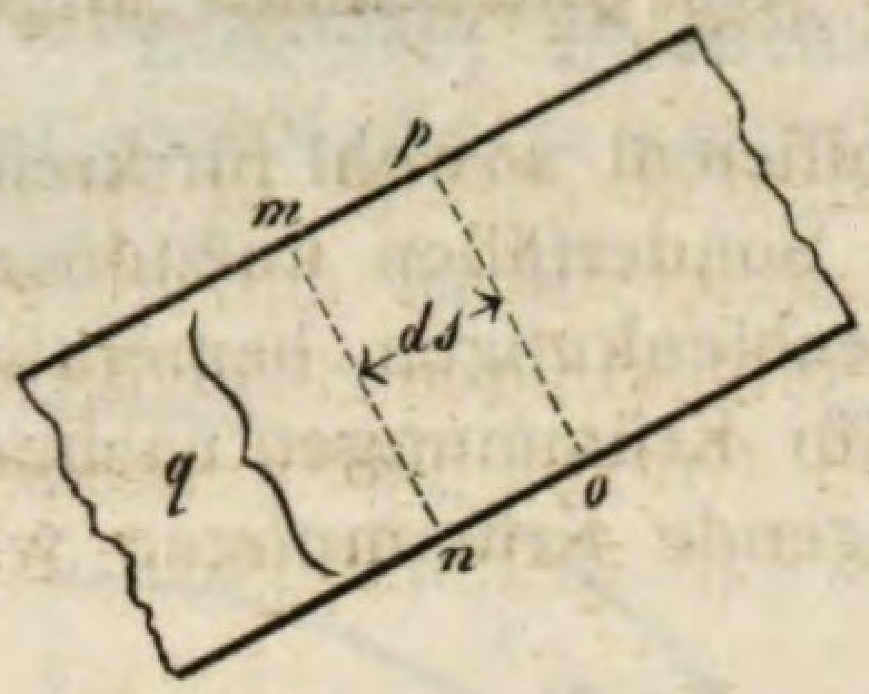
1^stens^. Auf die Einströmungsöffnung $a = Q_1$ und die Ausströmungsöffnung $e = Q$ der äussere Luftdruck mit einer Intensität:

von $Q_1 P_1$ Kilogramm
von $Q P$ „

2^tens^. Auf die Masseneinheit des bewegten Gases die **S c h w e r k r a f t** mit einer Intensität, die durch die Beschleunigung g gemessen wird; demnach auf die ganze, in einer Querschicht enthaltene Masse $\frac{q\gamma ds}{g}$ mit einer Intensität $= \frac{q\gamma ds}{g} \cdot g = q\gamma ds$.

Da aber die Schwerkraft vertikal abwärts wirkt und die Bewegungsrichtung der Verbrennungsproducte im Allgemeinen eine von der vertikalen abweichende ist, so darf nur diejenige Componente dieser Intensität als wirkliche Bewegung erzeugende Kraft in Rechnung gezogen werden, welche in die Bewegungsrichtung fällt, oder es muss mit andern Worten noch der Winkel α Berücksichtigung finden, welcher in der allgemeinen Bewegungsgleichung 28 im Gliede $\int k_1 \cos\alpha\, ds$ vorkommt.

Fig. 25.



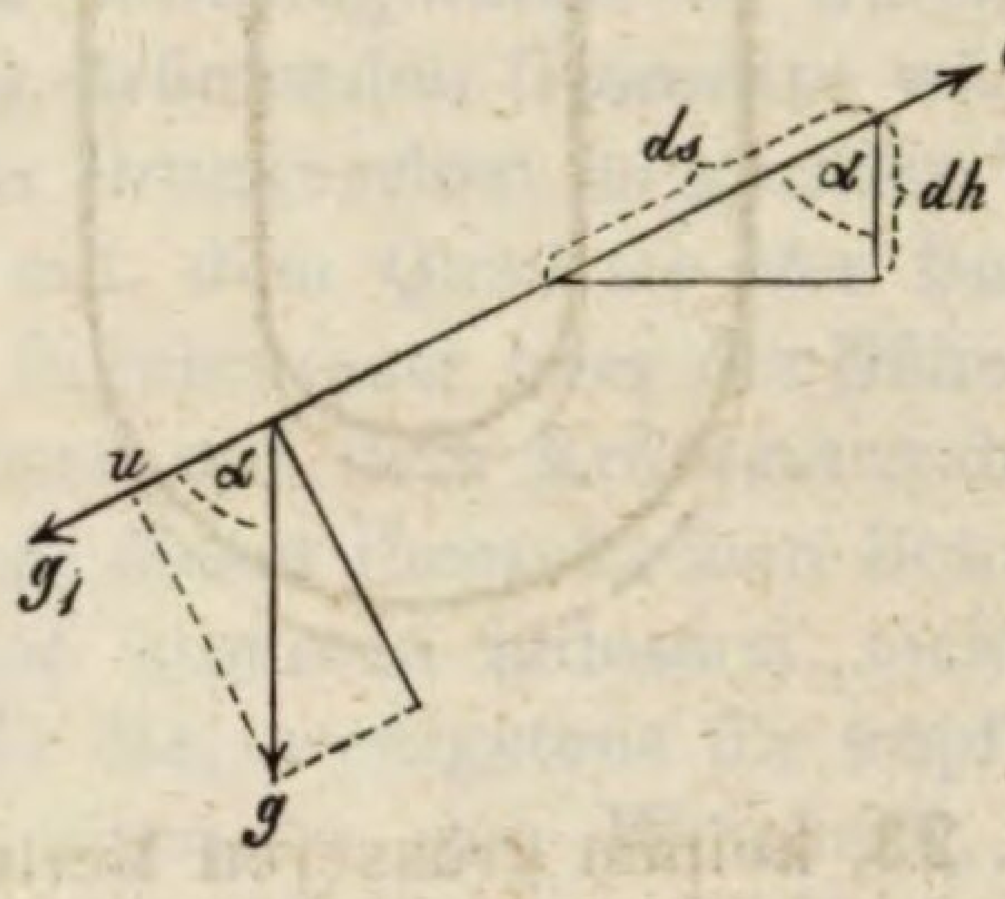
Stellt in Fig. 26 *u w* die Bewegungsrichtung vor, so ist in diesem Falle

$$\cos\alpha = \frac{dh}{ds}$$

und daher

$$k_1 \cos\alpha = q\gamma\, ds \frac{dh}{ds} = q\gamma\, dh,$$

Fig. 26.



so dass man also für die auf die ganze, in der Feuerungsanlage enthaltene Gasmasse wirkende Intensität der Schwerkraft den Ausdruck

$$\int_0^H q\gamma\, dh$$

erhält und demselben das negative Vorzeichen geben muss, wenn P_1 das positive gegeben wird.

b. Als active innere Kräfte wirken:

Die Repulsionskräfte, deren Intensität sich genau so, wie auf Seite 124 bestimmen lässt und die für die ganze, in dem Canalsystem enthaltene Masse durch den Ausdruck:

$$-\int_{G_1}^{G} q\, p \frac{d\gamma}{\gamma}$$

in Rechnung zu ziehen sind.

c. Als passive Kräfte wirken:

1stens. Der Reibungswiderstand, der, wie schon Seite 128 näher erörtert wurde, als ein Druck in Kilogr. auf den Canalquerschnitt und zwar mit dem Ausdruck

$$\zeta \int_0^L u\, v^2\, ds$$

berechnet wird, wenn L die ganze Axenlänge des Canalsystems bedeutet und worin der Umfang u mit der Axenlänge s variirt. Da er als

passive Kraft immer retardirend auf die Masse, also den bewegenden Kräften allemal entgegenwirkt, so erhält er in Bezug auf die Bewegungsrichtung das negative Vorzeichen.

2tens. Der Widerstand, welchen plötzliche Querschnittsänderungen veranlassen und welcher ebenfalls durch einen Druck gegen eine Querschicht des bewegten Gases gemessen werden kann, und zwar nach Seite 137 durch den negativ einzuführenden Ausdruck.

$$\Sigma\, q_n\, p_n = \Sigma\, \frac{q_n \gamma_n}{2g} \left(v_n - v_m\right)^2 \text{ wenn der Querschn. sich erweitert}$$

$$\Sigma\, q_p\, p_p = \Sigma\, \frac{q_p \gamma_p}{2g} \left(\frac{1}{\varphi} - 1\right)^2 v_q^2 \;\; \text{„ „ „ „ verengt}$$

3tens. Der Widerstand durch Kniee, welcher nach Seite 140 durch

$$\Sigma\, q_a\, p_a = \Sigma\, \zeta_a\, \frac{q_a \gamma_a}{2g}\, v_a^2$$

für den ganzen Querschnitt q_a und zwar als negative Grösse zu berechnen ist.

4tens. Der durch Krümmungen verursachte Widerstand, welcher

$$= \Sigma\, q_k\, p_k = \Sigma \zeta_k\, \frac{q_k \gamma_k}{2g}\, v_k^2$$

gesetzt und ebenfalls negativ eingeführt werden muss. —

Schreibt man nun die Wirkungen dieser Kräfte, welche durch Multiplication derselben mit den resp. Wegstrecken ds, S_1, S, s_n, s_p etc. erhalten werden, in die allgemeine Bewegungsgleichung ein, so ergiebt sich:

$$\int_{V_0}^{V} \frac{q \gamma\, ds}{g}\, v\, dv = Q_1 P_1 S_1 - QPS - \int_0^L q\, \gamma\, dh\, ds - \zeta \int_0^L u\, v^2 ds\, ds - \int_0^L qp\, \frac{d\gamma}{\gamma}\, ds$$
$$- \Sigma\, \frac{q_n \gamma_n s_n}{2g} \left(v_n - v_m\right)^2 - \Sigma\, \frac{q_p \gamma_p s_p}{2g}\, v_q^2 \left(\frac{1}{\varphi} - 1\right)^2$$
$$- \Sigma\, \zeta_a\, \frac{q_a \gamma_a s_a}{2g}\, v_a^2 - \Sigma\, \zeta_k\, \frac{q_k \gamma_k s_k}{2g}\, v_k^2$$

Da auch hier der Bewegungsvorgang nur während des Beharrungszustandes in Frage kommt und für diesen

$$q \gamma\, ds = Q_1 G_1 S_1 = QGS = q_n \gamma_n s_n = q_p \gamma_p s_p = \text{etc.}$$

ist, so können sämmtliche Glieder dieser Gleichung durch einen dieser Werthe dividirt werden und liefern alsdann:

$$\int_{V_0}^{V} \frac{v\, dv}{g} = \frac{P_1}{G_1} - \frac{P}{G} - \int_0^H dh - \zeta \int_0^L \frac{u}{q}\, \frac{v^2}{\gamma}\, ds - \int_{G_1}^{G} \frac{p}{\gamma^2}\, d\gamma$$
$$- \frac{1}{2g}\, \Sigma\, (v_n - v_m)^2 - \frac{1}{2g}\, \Sigma\, v_q^2 \left(\frac{1}{\varphi} - 1\right)^2$$
$$- \frac{1}{2g}\, \Sigma\, \zeta_a\, v_a^2 - \frac{1}{2g}\, \Sigma\, \zeta_k\, v_k^2 \;\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \;144.$$

In dieser Gleichung würde zunächst das Glied $\int_{G_1}^{G} \frac{p}{\gamma^2} d\gamma$ ebenso zu behandeln sein, wie das gleiche in Gleichung 138, so dass also:

$$\int_{G_1}^{G} \frac{p}{\gamma^2} d\gamma = \frac{P}{G} - \frac{P_1}{G_1} - \int_{P_1}^{P} \frac{dp}{\gamma}$$

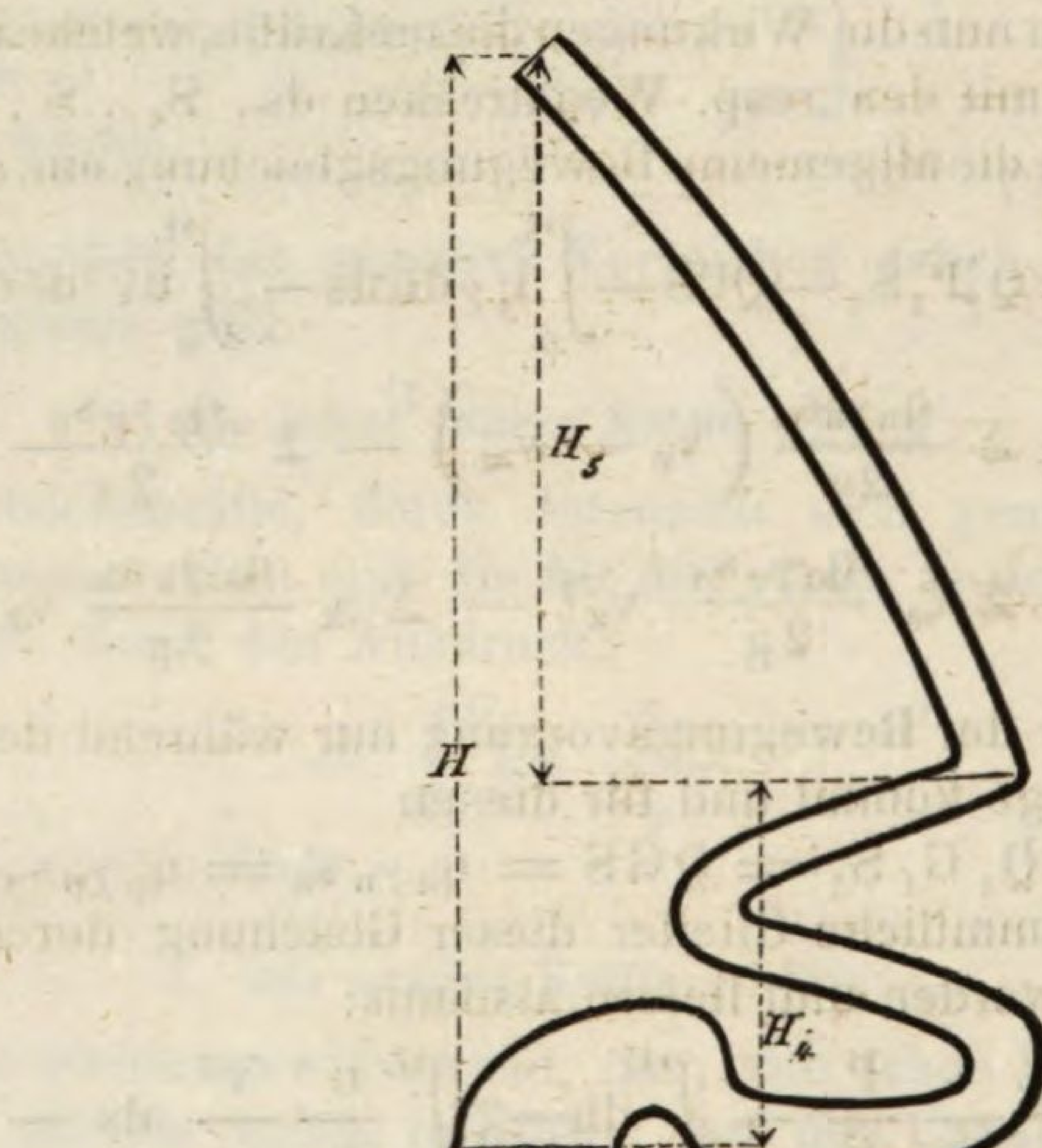
wird. Um aber das letzte Glied dieses Ausdruckes weiter zu entwickeln, muss man beachten, dass γ sprungweise an einigen Stellen der Feuerungsanlage sich ändert, indem die den Zuflusscanal durchströmende Luft zunächst im Brennmaterial plötzlich erwärmt und beim Uebertritt von den Feuercanälen in den Schornstein plötzlich einem andern, als in ersteren herrschenden Abkühlungsgesetze unterworfen wird. Daher muss $\int \frac{dp}{\gamma}$ als ein Aggregat von Integralen angesehen und folgendermaassen bestimmt werden.

Beachtet man zuerst Gleichung 9, so wird

$$\int_{P_1}^{P} \frac{dp}{\gamma} = \varkappa \int_{P_1}^{P} (1 + \alpha\tau) \frac{dp}{p}$$

und hierin kann, wie früher, die veränderliche Temperatur τ sowohl als der Druck p von den Höhen der Canäle abhängig gemacht werden.

Fig. 27.



Dabei ist indessen zu bemerken, dass τ zunächst mit der Länge s variirt und demnach eine gesetzmässige Beziehung zwischen s und h angenommen werden muss. Es ist nämlich, wenn

L_1 und H_1 Länge und Höhe des Zuflusscanales
L_4 „ H_4 „ „ „ „ Feuercanales
L_5 „ H_5 „ „ „ „ Schornsteines
P_2, P_4 und P die Spannungen am Ende dieser Canäle und
$B_1 = \frac{w_1 u_1}{nAM\sigma}$ den von der Abkühlung abhängenden Coefficienten für den Zuflusscanal,
$B_4 = \frac{w_4 u_4}{nAM\sigma}$ denjenigen für den Feuercanal und
$B_5 = \frac{w_5 u_5}{nAM\sigma}$ „ „ „ Schornstein
$\mathfrak{T}_0$ die Temperatur im Anfange des Zuflusscanales
T_0 diejenige im Anfange des Feuercanals
T_1 diejenige im Anfange des Schornsteins
$\mathfrak{T}$ diejenige der äusseren Luft
t_1 diejenige des erwärmten Körpers

bedeuten: (s. Gleichung 139 und 140):

$$\left.\begin{array}{ll} \text{für den Zuflusscanal} \,..\, & \tau = \mathfrak{T} + (\mathfrak{T}_0 - \mathfrak{T})\, e^{-B_1 s} \\ \text{„ „ Feuercanal} \,...\, & \tau = t_1 + (T_0 - t_1)\, e^{-B_4 s} \\ \text{„ „ Schornstein} \,..\, & \tau = \mathfrak{T} + (T_1 - \mathfrak{T})\, e^{-B_5 s} \end{array}\right\} \;\ldots\ldots\; 145$$

und ferner nach der oben ausgesprochenen Hypothese:

$$\text{für den Zuflusscanal} \;\ldots\ldots\; \int_{P_1}^{P_2} \frac{dp}{p} = -\int_0^{H_1} \frac{dh}{\varkappa(1+\alpha\mathfrak{T})}$$

$$\text{für den Feuercanal} \;\ldots\ldots\; \int_{P_2}^{P_4} \frac{dp}{p} = -\int_0^{H_4} \frac{dh}{\varkappa(1+\alpha\mathfrak{T})}$$

$$\text{für den Schornstein} \;\ldots\ldots\; \int_{P}^{P} \frac{dp}{p} = -\int_0^{H_5} \frac{dh}{\varkappa(1+\alpha\mathfrak{T})}$$

Mit diesen Werthen erhält man daher:

$$\int_P^P (1+\alpha\tau)\frac{dp}{p} = -\int_0^{H_1}\left\{1+\alpha\left[\mathfrak{T}+(\mathfrak{T}_0-\mathfrak{T})e^{-B_1 s}\right]\right\}\frac{dh}{\varkappa(1+\alpha\mathfrak{T})}$$
$$-\int_0^{H_4}\left\{1+\alpha\left[t_1+(T_0-t_1)e^{-B_4 s}\right]\right\}\frac{dh}{\varkappa(1+\alpha\mathfrak{T})}$$
$$-\int_0^{H_5}\left\{1+\alpha\left[\mathfrak{T}+(T_1-\mathfrak{T})e^{-B_5 s}\right]\right\}\frac{dh}{\varkappa(1+\alpha\mathfrak{T})}$$

und hierin müsste noch s als Function von h eingeführt werden.

Dabei erkennt man, dass die Lösung der Aufgabe eine äusserst verwickelte werden würde, wollte man das Postulat in seiner ganzen Allgemeinheit festhalten, wollte man also fortfahren, die Führung der Canäle als eine ganz beliebige anzunehmen. Vielmehr sieht man, um zu brauchbaren Endresultaten zu gelangen, sich genöthigt, zwischen den Höhen und der Axenlänge ein bestimmtes und zwar ein möglichst einfaches Verhältniss zu wählen, oder, was auf dasselbe hinausläuft, der Canalaxe eine bestimmte, möglichst einfache Form beizulegen.

Dieses einfache Verhältniss würde sich ergeben, wenn man die Canäle, wie den Schornstein in gerader oder nahezu gerader Linie ansteigend oder fallend sich denkt, in welchem Falle, wenn ν_1, ν_4 und ν_5 die Neigungswinkel der drei Canäle gegen die Horizontale bedeuten:

$$\text{für den Zuflusscanal} \; \ldots \; \frac{h}{s} = \sin \nu_1$$

$$\text{für den Feuercanal} \; \ldots\ldots \; \frac{h}{s} = \sin \nu_4$$

$$\text{für den Schornstein} \; \ldots \; \frac{h}{s} = \sin \nu_5$$

zu setzen ist. Jede andere Annahme für die Längenform der Canäle würde verwickelte Rechnungsoperationen nöthig machen, da jedesmal die Rectification der für die Längenform angenommenen Linie zu vollziehen wäre.

Mit dem gewählten Verhältnisse wird nun das 3te Integral der letzten Gleichung:

$$= -\int_0^{H_5} \left\{ 1 + \alpha \left[\mathfrak{T} + (T_1 - \mathfrak{T}) e^{-B_5 \frac{h}{\sin \nu_5}} \right] \right\} \frac{dh}{\varkappa (1 + \alpha \mathfrak{T})}$$

und da $\sin \nu_5$ für die ganze Länge des Schornsteins constant ist, so lässt sich dasselbe genau so behandeln, wie das auf Seite 131 entwickelte; man braucht nur das dortige B mit $\frac{B_5}{\sin \nu_5}$ zu vertauschen.

Es ergiebt sich alsdann

$$= \frac{\alpha (T_1 - \mathfrak{T}) \sin \nu_5}{\varkappa (1 + \alpha \mathfrak{T}) B_5} \left[1 - e^{-B_5 L_5} \right] + \frac{H_5}{\varkappa}$$

und ebenso werden die beiden andern Integrale:

$$\text{das 1}^{\text{ste}} \ldots = \frac{\alpha (\mathfrak{T}_0 - \mathfrak{T}) \sin \nu_1}{\varkappa (1 + \alpha \mathfrak{T}) B_1} \left[1 - e^{-B_1 L_1} \right] + \frac{H_1}{\varkappa}$$

$$\text{das 2}^{\text{te}} \ldots = \frac{\alpha (T_0 - t_1) \sin \nu_4}{\varkappa (1 + \alpha \mathfrak{T}) B_4} \left[1 - e^{-B_4 L_4} \right] + \frac{1 + \alpha t_1}{\varkappa (1 + \alpha \mathfrak{T})} H_4$$

Zu bemerken ist hierbei, dass diese Entwickelung die Annahme involvirt, man könne in Bezug auf die Grössen B_1, B_4 und B_5 für den als veränderlich angenommenen Querschnitt der Canäle einen mittleren als

constant anzusehenden Werth in Rechnung bringen, eine Annahme, die um so mehr zulässig ist, als in Wirklichkeit die Aenderung jener Querschnitte nur sehr unbedeutend zu sein pflegt.

Mit vorläufiger Hinweglassung der den Reibungswiderstand, plötzliche Querschnittsänderungen etc. betreffenden Glieder erhält man nun durch Einführung des Werthes für $\int \frac{p}{\gamma^2} d\gamma$ aus Gleichung 144:

$$\frac{V^2 - V_0^2}{2g} = H_1 + \frac{1+\alpha t_1}{1+\alpha \mathfrak{T}} H_4 + H_5 + \frac{\alpha(\mathfrak{T}_0 - \mathfrak{T}) \sin \nu_1}{(1+\alpha \mathfrak{T}) B_1} \left[1 - e^{-B_1 L_1}\right]$$
$$+ \frac{\alpha(T_0 - t_1) \sin \nu_4}{(1+\alpha \mathfrak{T}) B_4} \left[1 - e^{-B_4 L_4}\right] + \frac{\alpha(T_1 - \mathfrak{T}) \sin \nu_5}{(1+\alpha \mathfrak{T}) B_5} \left[1 - e^{-B_5 L_5}\right] - H$$

Schreibt man noch $H = H_1 + H_4 + H_5$, so ergiebt sich einfacher:

$$\frac{V^2 - V_0^2}{2g} = \frac{\alpha(t_1 - \mathfrak{T})}{1+\alpha \mathfrak{T}} H_4 + \frac{\alpha(\mathfrak{T}_0 - \mathfrak{T}) \sin \nu_1}{(1+\alpha \mathfrak{T}) B_1} \left[1 - e^{-B_1 L_1}\right]$$
$$+ \frac{\alpha(T_0 - t_1) \sin \nu_4}{(1+\alpha \mathfrak{T}) B_4} \left[1 - e^{-B_4 L_4}\right] + \frac{\alpha(T_1 - \mathfrak{T}) \sin \nu_5}{(1+\alpha \mathfrak{T}) B_5} \left[1 - e^{-B_5 L_5}\right] \quad 146$$

Da α nur $= 0{,}00366$ und in den meisten Fällen t_1 und H_4 auch nur gering sind, so kann man in der Regel das 1ste Glied dieser Gleichung unterdrücken.

Fände alsdann in sämmtlichen Canälen keine Abkühlung statt, so wäre $B_1 = B_4 = B_5 = 0$ und man erhielte

$$\frac{V^2}{2g} - \frac{V_0}{2g} = \frac{\alpha(\mathfrak{T}_0 - \mathfrak{T})}{1+\alpha \mathfrak{T}} H_1 + \frac{\alpha(T_0 - \mathfrak{T})}{1+\alpha \mathfrak{T}} H_4 + \frac{\alpha(T_1 - \mathfrak{T})}{1+\alpha \mathfrak{T}} H_5$$

und für $H_1 = 0$, $H_4 = 0$ und $V_0 = 0$, ergäbe sich Gleichung 136.

Wäre ferner der Zufluss- und Feuercanal horizontal und der Schornstein vertikal, so würde $H_4 = 0$, $\sin \nu_1 = 0$, $\sin \nu_4 = 0$, $\sin \nu_5 = 1$ und man erhielte aus 146 eine Formel, welche, abgesehen vom Reibungswiderstande, unter vorangestellter Voraussetzung der hier eingeführten Sonderannahmen schon Seite 127 bis 132 abgeleitet und in 142 gegeben wurde. —

Zu Entwickelung von Gleichung 144 würde nun noch das Integral des Reibungsgliedes aufzulösen und dabei zu berücksichtigen sein, dass dasselbe wegen Verschiedenheit der Canalweiten und wegen an einigen Stellen der Feuerungsanlage vorkommender plötzlicher Temperaturänderungen, ebenso wie $\int \frac{dp}{\gamma}$ als eine Summe von Integralen behandelt werden muss.

Es wird zunächst, wegen Gleichung 141:

$$\zeta \int_0^L \frac{u}{q} \frac{v^2}{\gamma} ds = \zeta Q^2 G^2 V^2 \int_0^L \frac{u}{q^3} \frac{ds}{\gamma^3}$$

und wenn man zulässt dass der im Allgemeinen mit der Länge veränderliche Quotient $\frac{u}{q^3}$ durch Einführung eines Mittelwerthes für jeden der drei Canäle als constant betrachtet werden könne, mit Beachtung von 145:

$$\int_0^L \frac{u}{q^3}\frac{ds}{\gamma^3} = \varkappa^3 \frac{u_1}{q_1{}^3}\int_0^{L_1}\left\{1+\alpha\left[\mathfrak{T}+(\mathfrak{T}_0-\mathfrak{T})\,e^{-B_1 s}\right]\right\}^3\frac{ds}{p^3}$$
$$+\varkappa^3\frac{u_4}{q_4{}^3}\int_0^{L_4}\left\{1+\alpha\left[t_1+\alpha(T_0-t_1)\,e^{-B_4 s}\right]\right\}^3\frac{ds}{p^3}$$
$$+\varkappa^3\frac{u_5}{q_5{}^3}\int_0^{L_5}\left\{1+\alpha\left[\mathfrak{T}+(T_1-\mathfrak{T})\,e^{-B_5 s}\right]\right\}^3\frac{ds}{p^3}$$

Hierin müssten nun wieder, wie Seite 131, p und s als Function von h eingeführt werden, aber man erhält statt der, alsdann entstehenden sehr verwickelten Resultate*) hinreichend genaue Ergebnisse, wenn man p für die ganze Canallänge als constant und zwar = P einführt, wodurch:

$$\int_0^L \frac{u}{q^3}\frac{ds}{\gamma^3} = \varkappa^3\frac{u_1}{q_1{}^3 P^3}\left\{(1+\alpha\mathfrak{T})^3 L_1 + \frac{3\alpha}{B_1}(1+\alpha\mathfrak{T})^2(\mathfrak{T}_0-\mathfrak{T})\left(1-e^{-B_1 L_1}\right)\right.$$
$$+\frac{3}{2}\frac{\alpha^2}{B_1}(1+\alpha\mathfrak{T})(\mathfrak{T}_0-\mathfrak{T})^2\left(1-e^{-2B_1 L_1}\right)$$
$$\left.+\frac{\alpha^3}{3B_1}(\mathfrak{T}_0-\mathfrak{T})^3\left(1-e^{-3B_1 L_1}\right)\right\}$$
$$+\varkappa^3\frac{u_4}{q_4{}^3 P^3}\left\{(1+\alpha t_1)^3 L_4 + \frac{3\alpha}{B_4}(1+\alpha t_1)^2(T_0-t_1)\left(1-e^{-B_4 L_4}\right)\right.$$
$$+\frac{3}{2}\frac{\alpha^2}{B_4}(1+\alpha t_1)(T_0-t_1)^2\left(1-e^{-2B_4 L_4}\right)$$
$$\left.+\frac{\alpha^3}{3B_4}(T_0-t_1)^3\left(1-e^{-3B_4 L_4}\right)\right\}$$
$$+\varkappa^3\frac{u_5}{q_5{}^3 P^3}\left\{(1+\alpha\mathfrak{T})^3 L_5 + \frac{3\alpha}{B_5}(1+\alpha\mathfrak{T})^2(T_1-\mathfrak{T})\left(1-e^{-B_5 L_5}\right)\right.$$
$$+\frac{3}{2}\frac{\alpha^2}{B_5}(1+\alpha\mathfrak{T})(T_1-\mathfrak{T})^2\left(1-e^{-2B_5 L_5}\right)$$
$$\left.+\frac{\alpha^3}{3B_5}(T_1-\mathfrak{T})^3\left(1-e^{-3B_5 L_5}\right)\right\}$$

*) Es sind die Resultate gemeint, welche in der auf Seite 132 sich vorfindenden Note angegeben wurden und welche erst durch Einführung von Annäherungsannahmen die im dortigen Texte niedergeschriebene, einfache Ge-

Setzt man nun die Temperatur der Luft beim Austritt aus dem Zuflusscanale $= \mathfrak{T}_1$ und beachtet, dass nach 145, wenn darin τ resp. $= \mathfrak{T}_0, T_1$ und T gesetzt wird:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{T}_1 &= \mathfrak{T} + (\mathfrak{T}_0 - \mathfrak{T})\, e^{-B_1 L_1} \\ T_1 &= t_1 + (T_0 - t_1)\, e^{-B_4 L_4} \\ T &= \mathfrak{T} + (T_1 - \mathfrak{T})\, e^{-B_5 L_5} \end{aligned}\right\} \dots\dots\dots\dots 147,$$

dass $\frac{G}{P} = \varkappa\,(1 + \alpha\,T)$ ist und angenähert $P = \varkappa\,(1 + \alpha \,.\, 0)\,\gamma_0$ gesetzt werden kann, so ergiebt sich das ganze Reibungsglied $\zeta \int_0^L \frac{u}{q} \frac{V^2}{\gamma} ds =$

$$\frac{\zeta V^2}{\gamma_0 (1 + \alpha T)^2} \left(\begin{aligned} &\frac{u_1}{q_1}\left(\frac{Q}{q_1}\right)^2 \Big\{ (1+\alpha\mathfrak{T})^3 L_1 + \frac{1}{B_1}\Big[0{,}011 (1+\alpha\mathfrak{T})^2 (\mathfrak{T}_0 - \mathfrak{T}_1) \\ &\qquad + 0{,}0000204 (1+\alpha\mathfrak{T}) \left((\mathfrak{T}_0 - \mathfrak{T})^2 - (\mathfrak{T}_1 - \mathfrak{T})^2 \right) \\ &\qquad + 0{,}00000001634 \left((\mathfrak{T}_0 - \mathfrak{T})^3 - (\mathfrak{T}_1 - \mathfrak{T})^3 \right) \Big] \Big\} \\ + &\frac{u_4}{q_4}\left(\frac{Q}{q_4}\right)^2 \Big\{ (1+\alpha t_1)^3 L_4 + \frac{1}{B_4}\Big[0{,}011 (1+\alpha t_1)^2 (T_0 - T_1) \\ &\qquad + 0{,}0000204 (1+\alpha t_1) \left((T_0 - t_1)^2 - (T_1 - t_1)^2 \right) \\ &\qquad + 0{,}00000001634 \left((T_0 - t_1)^3 - (T_1 - t_1)^3 \right) \Big] \Big\} \\ + &\frac{u_5}{q_5}\left(\frac{Q}{q_5}\right)^2 \Big\{ (1+\alpha\mathfrak{T})^3 L_5 + \frac{1}{B_5}\Big[0{,}011 (1+\alpha\mathfrak{T})^2 (T_1 - T) \\ &\qquad + 0{,}0000204 (1+\alpha\mathfrak{T}) \left((T_1 - \mathfrak{T})^2 - (T - \mathfrak{T})^2 \right) \\ &\qquad + 0{,}00000001634 \left((T_1 - \mathfrak{T})^3 - (T - \mathfrak{T})^3 \right) \Big] \Big\} \end{aligned} \right) \; 148$$

Dieser sehr complicirte Ausdruck soll indessen nur in speciellen Fällen verwendet und in die allgemeine Gleichung für denselben ein angenäherter substituirt werden, welchen man durch Annahme einer

stalt erhalten. Die Annäherungsannahme, dass ausser der Spannung P auch die Temperatur τ durchweg constant sei, ist hier nicht gut zulässig, da τ im Feuercanale zu stark variirt.

constanten Temperatur in den Canälen erhält und zwar wenn man diese Temperatur setzt:

für den Zuflusscanal als $= \mathfrak{T}_1$

„ „ Feuercanal als $= \frac{T_0 + T_1}{2} = t_r$

„ „ Schornstein als $= T_1$

Es wird alsdann:

$$\zeta \int_0^L \frac{u}{q} \frac{v^2}{\gamma} ds = \zeta \frac{V^2}{\gamma_0 (1+\alpha T)^2} \left\{ \frac{u_1}{q_1} \left(\frac{Q}{q_1}\right)^2 (1+\alpha \mathfrak{T}_1)^3 L_1 \right.$$

$$\left. + \frac{u_4}{q_4} \left(\frac{Q}{q_4}\right)^2 (1+\alpha t_r)^3 L_4 + \frac{u_5}{q_5} \left(\frac{Q}{q_5}\right)^2 (1+\alpha T_1)^2 L_5 \right\} \quad 149$$

Bis zu welchem Grade angenähert die Resultate dieses Ausdrucks sind, ist an Beispielen im Capitel: Einfluss des Reibungswiderstandes etc. auf die Höhe des Schornsteins gezeigt worden. —

Wegen Unkenntniss von v_n, v_m, v_q etc. würde in Gleichung 144, wegen

$$q_n \gamma_n v_n = q_m \gamma_m v_m = \text{etc.} = Q G V$$

noch zu setzen sein:

$$\Sigma (v_n - v_m)^2 = \Sigma \left(\frac{QG}{q_n \gamma_n} - \frac{QG}{q_m \gamma_m}\right) V^2$$

oder, wenn die Spannung p in der ganzen Canalführung als constant und die im Querschnitte q_m herrschende Temperatur t_m = der im kurz darauf folgenden Querschnitte q_n stattfindenden, also $= t_n$ angenommen wird:

$$\Sigma (v_n - v_m)^2 = \Sigma \left(\frac{1+\alpha t_n}{1+\alpha T}\right)^2 \left(\frac{Q}{q_n} - \frac{Q}{q_m}\right)^2 V^2$$

In gleicher Weise ergiebt sich:

$$\Sigma \left(\frac{1}{\varphi} - 1\right)^2 v_q{}^2 = \Sigma \left(\frac{1}{\varphi} - 1\right)^2 \left(\frac{Q}{q_q}\right)^2 \left(\frac{1+\alpha t_q}{1+\alpha T}\right)^2 V^2$$

$$\Sigma v_a{}^2 = \Sigma \left(\frac{Q}{q_a}\right)^2 \left(\frac{1+\alpha t_a}{1+\alpha T}\right)^2 V^2$$

$$\Sigma v_k{}^2 = \Sigma \left(\frac{Q}{q_k}\right)^2 \left(\frac{1+\alpha t_k}{1+\alpha T}\right)^2 V^2$$

Werden alle diese Glieder zufolge Gleichung 144 der Formel 146 zugefügt und dabei beachtet, dass nach 145:

$$(\mathfrak{T}_0 - \mathfrak{T}) \left(1 - e^{-B_1 L_1}\right) = \mathfrak{T}_0 - \mathfrak{T}_1$$

$$(T_0 - t_1) \left(1 - e^{-B_4 L_4}\right) = T_0 - T_1$$

so ergiebt sich, wenn man die Luft vor Eintritt in die Feuerungsanlage als in Ruhe befindlich, also $V_0 = 0$ annimmt und zur Abkürzung:

$$(t_1 - \mathfrak{T})H_4 + \frac{\mathfrak{T}_0 - \mathfrak{T}}{B_1} \sin \nu_1 \left[1 - e^{-B_1 L_1}\right] + \frac{T_0 - t_1}{B_4} \sin \nu_4 \left[1 - e^{-B_4 L_4}\right]$$

$$= (t_1 - \mathfrak{T})H_4 + \frac{\mathfrak{T}_0 - \mathfrak{T}_1}{B_1} \sin \nu_1 + \frac{T_0 - T_1}{B_4} \sin \nu_4 = \mathfrak{S},$$

$$\frac{u_1}{q_1}\left(\frac{Q}{q_1}\right)^2 (1 + \alpha \mathfrak{T}_1)^3 L_1 + \frac{u_4}{q_4}\left(\frac{Q}{q_4}\right)^2 (1 + \alpha t_r)^3 L_4$$

$$+ \frac{u_5}{q_5}\left(\frac{Q}{q_5}\right)^2 (1 + \alpha T_1)^3 L_5 = \mathfrak{N},$$

$$\Sigma (1 + \alpha t_n)^2 \left(\frac{Q}{q_n} - \frac{Q}{q_m}\right)^2 + \Sigma \left(\frac{1}{\varphi} - 1\right)^2 \left(\frac{Q}{q_q}\right)^2 (1 + \alpha t_q)^2$$

$$+ \Sigma\, \zeta_a (1 + \alpha t_a)^2 \left(\frac{Q}{q_a}\right)^2 + \Sigma\, \zeta_k (1 + \alpha t_k)^2 \left(\frac{Q}{q_k}\right)^2 = \mathfrak{Q}$$

schreibt:

$$V = \sqrt{\frac{2 g \alpha \left\{\frac{T_1 - \mathfrak{T}}{B_5} \sin \nu_5 \left[1 - e^{-B_5 L_5}\right] \pm \mathfrak{S}\right\}}{(1 + \alpha \mathfrak{T}) \left\{1 + \frac{2 g \zeta}{\gamma_0 (1 + \alpha T)^2} \mathfrak{N} + \frac{1}{(1 + \alpha T)^2} \mathfrak{Q}\right\}}} \quad \ldots 149$$

worin das $\pm$ Zeichen die Bedeutung hat, dass der Ausdruck $\mathfrak{S}$ positiv in Rechnung zu ziehen ist, wenn die Canäle steigend, negativ dagegen, wenn sie fallend angeordnet sind.

Vereinfachung der Formel 149 und Bestimmung der in ihr auftretenden Coefficienten. — Diese in ihrer allgemein gültigen Gestalt äusserst verwickelte Formel wird in jedem Sonderfalle der Anwendung verhältnissmässig sehr einfach und lässt sich durch Zusammennahme der darin vorkommenden, für alle Fälle constant bleibenden Coefficienten, durch Beachtung solcher, für die meisten Feuerungsanlagen wiederkehrenden Grössenverhältnisse, und durch Einführung von zulässigen Annäherungsannahmen schon jetzt ohne merkbare Beeinträchtigung ihrer Allgemeingültigkeit um Vieles zusammenziehen.

Zunächst kann der Factor

$$\sqrt{\frac{2 g \alpha}{1 + \alpha \mathfrak{T}}} = 0{,}25 = \tfrac{1}{4}$$

gesetzt werden, da $g = 9{,}81$, $\alpha = 0{,}00366$ ist und $\mathfrak{T} = 40^0$ angenommen werden kann. Je höher diese Temperatur $\mathfrak{T}$ der äusseren At-

mosphäre ist, desto kleiner wird die Geschwindigkeit V; da es nun später darauf ankommen wird, zu Herbeiführung einer gewissen Ausströmungsgeschwindigkeit die Dimensionen der Feuerungsanlage zu bestimmen, und die Geschwindigkeit mit einem Wachsthume von $\mathfrak{T}$ abnimmt, so ist es der Sicherheit des Erfolges gemäss, einen möglichst hohen Werth von $\mathfrak{T}$ in Rechnung zu ziehen, was hier geschehen ist. —

Die Quotienten $\frac{u_1}{q_1}$, $\frac{u_4}{q_4}$, $\frac{u_5}{q_5}$ werden für runde und quadratische Canäle $= \frac{4}{d_1}, \frac{4}{d_4}$ und $\frac{4}{d_5}$, wenn d_1, d_4 und d_5 die Durchmesser oder die Quadratseiten des Querschnittes bedeuten; diese Werthe können auch für irgendwie anders geformte Canäle beibehalten werden, wenn man nur für d einen mittleren, diesen andern Formen angepassten Werth, z. B. für rechteckige von den Seiten a und b, $d = \frac{a+b}{2}$ einführt. —

Der Reibungscoefficient hat in den Fällen, wo kalte Luft oder kaltes Gas durch eine Röhren- oder Canalleitung von glatter, innerer Wandung strömt, nach den ältern Versuchen von Girard, d'Aubuisson, Buff, Pacqueur und Poncelet, wie nach den neueren von Péclet, Rittinger und Weisbach ziemlich denselben Werth, so dass man als Mittel aus sämmtlichen Versuchsresultaten dieser Experimentatoren

$$\frac{2g\zeta}{\gamma_0} = 0{,}00625$$

setzen kann, sofern $\gamma_0 = 1{,}299$ eingeführt wird.

Für Rauch dagegen, der in berussten Canälen sich bewegt, giebt Péclet in der 1sten und 2ten Auflage seines „Traité de la chaleur" (V. I, p. 144) die Werthe:

$$\frac{\zeta 2g}{\gamma_0} = 0{,}0622 \text{ (für Röhren aus Thon)}$$

$$= 0{,}0245 \text{ (für Röhren aus Blech)}$$

$$= 0{,}0120 \text{ (für Röhren aus Gusseisen)}$$

und ist der Meinung, dass diese Werthe desshalb so viel grösser als der früher angeführte sind, weil die Rauhigkeit der berussten Oberflächen einen bedeutenderen Reibungswiderstand den bewegten Gasen entgegensetzte, als die von Girard, d'Aubuisson etc. in Untersuchung genommenen Röhren. Allein die Anomalie seiner Versuchsergebnisse mit denjenigen der andern Experimentatoren erklärt sich abgesehen von der wenig Vertrauen erweckenden Versuchsmethode, wegen welcher Péclet selbst in der letzten Auflage seines „Traité de la chaleur" obige Coefficienten nicht anwendet — richtiger in folgender Weise.

Als Versuchsapparate benutzte Péclet vertikal aufgestellte, respective thönerne, schmiedeeiserne oder gusseiserne Röhren, an deren unterm

Ende Brennmaterial so auf einem Roste verbrannt wurde, dass der Widerstand in diesem Brennmaterial als sehr unbedeutend angenommen werden konnte. Der Werth $\frac{\zeta 2 g}{\gamma_0}$ wurde dann dadurch ermittelt, dass Péclet die Geschwindigkeit der Verbrennungsproducte einmal mit der Formel

$$V = \sqrt{\frac{2 g \alpha (T_1 - \mathfrak{T}) H}{(1 + \alpha \mathfrak{T}) \left[1 + K \frac{4H}{d}\right]}}$$

(siehe 143) berechnete, das andere Mal experimentell auffand und beide Resultate mit einander verglich. Bei diesem Vergleich setzte er aber $K = \frac{\zeta 2 g}{\gamma_0}$ und nicht, wie wir richtiger fanden, $= \frac{\zeta 2 g}{\gamma_0} (1 + \alpha T_1)$ [siehe 143], und daher müssen die von ihm gefundenen Werthe noch mit $(1 + \alpha T_1)$ dividirt werden. Die Temperatur T_1 wird indessen von Péclet nicht angeführt; berechnet man sie umgekehrt aus der Annahme, dass der Reibungscoefficient auch des Rauches in rauhen Canälen demjenigen für kalte, in glatten Canälen sich bewegende Luft gleich sei, so ergiebt sich

bei den thönernen Röhren . . $T_1 = 2400^0$
bei den blechernen Röhren . $T_1 = 800^0$
bei den gusseisernen Röhren $T_1 = 300^0$

also Temperaturen, die bis auf die erste recht wohl stattgefunden haben können.

Bedenkt man daher noch, dass die experimentelle Ermittelung von V sehr ungenau geschah, indem nämlich von Zeit zu Zeit Terpentinöldampf auf dem Heerde entwickelt und die Zeitdauer beobachtet wurde, während welcher dieser Dampf die Versuchsröhren durchströmte*), so sprechen alle Gründe dafür, auch auf die Canäle der Feuerungsanlagen den Werth:

$$\zeta \frac{2 g}{\gamma_0} = 0{,}00625$$

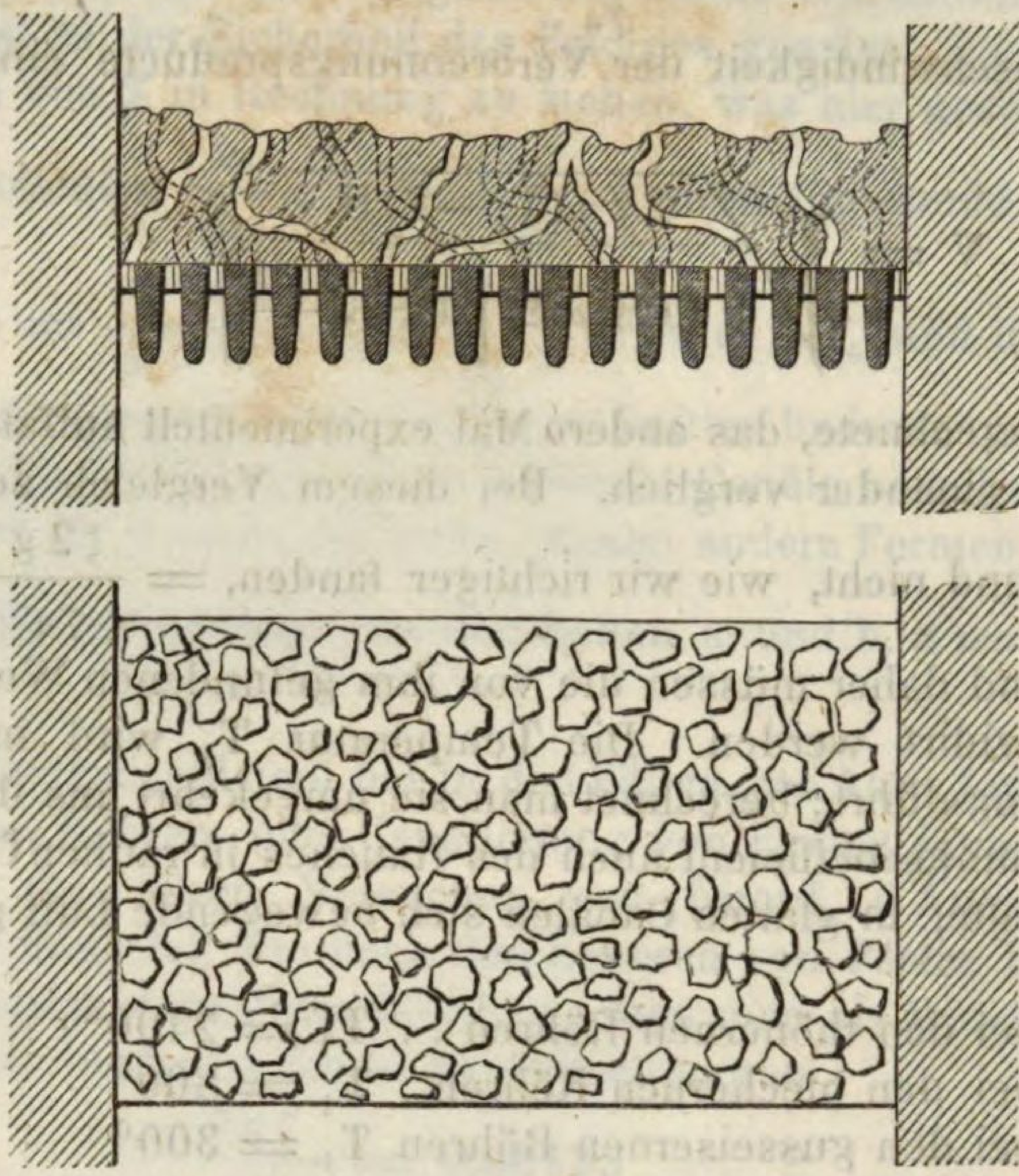
anzuwenden. —

Zu den Widerständen, welche der durch die Feuerungsanlage strömenden Luft- oder Gasmasse von plötzlichen Querschnitts- und Richtungsänderungen entgegengesetzt werden, kann man auch den Widerstand im Brennmaterial zählen. Man kann sich nämlich vorstellen, dass die Luft, indem sie durch das Brennmaterial dringt, eine Anzahl von Canälen zu durchströmen habe, welche von dem unregelmässigen Neben- und Uebereinanderliegen der Brennmaterialstücke ge-

*) Siehe Anhang, Messung der Geschwindigkeit.

bildet werden (Fig. 28) und dass demnach der Widerstand, welcher durch das Brennmaterial veranlasst wird, in den innerhalb dieser Ca-

Fig. 28.



näle vorkommenden, plötzlichen Querschnitts-, plötzlichen Richtungsänderungen und in der Reibung der Luft an den Wänden der gedachten Canäle seinen Ursprung finde.

Verfolgt man überhaupt die Verbrennungsluft noch mehr schrittweise, als es früher geschah, auf ihrem Wege durch die Feuerungsanlage und beachtet dabei, welche Hindernisse sie zu überwinden hat, so zeigt sich, dass, nachdem sie den meistentheils kurzen, ziemlich gleich weiten, nur durch Reibungswiderstände verzögernd einwirkenden Zuflusscanal durchströmt hat, ihre lebendige Kraft zunächst durch den Uebertritt aus dem weiten Querschnitt des Zuflusscanales in den engeren, zwischen den Roststäben gelegenen Verluste erleidet. Aehnliche Verluste treten beim Uebergange aus dem Querschnitte der sogenannten freien Rostoberfläche in denjenigen auf, welcher durch die Summe aller, die Rostoberfläche berührenden Zwischenräume zwischen den Brennmaterialstücken gebildet wird; darauf folgt der Verlust, welchen der Widerstand im Brennmaterial selbst hervorruft und welcher, wie oben schon erklärt wurde, als von im Brennmaterial gedachten Canälen erregt wird, und endlich entspringt ein Verlust aus dem plötzlichen Uebergange von dem Querschnitt der Brennmaterialzwischenräume in den Querschnitt des Feuerraumes.

Der erstgenannte, beim Uebergange aus dem Zuflusscanal in den zwischen den Roststäben gelegenen Querschnitt entstehende Verlust an lebendiger Kraft hat genauer genommen seinen Ursprung darin, dass die Luft, nachdem sie einen contrahirten Querschnitt erfüllte, plötzlich in den ganzen Querschnitt der sogenannten freien Rostoberfläche übergeht, weshalb dieser Verlust durch den Ausdruck

$$\frac{1}{2g}\left(\frac{1}{\varphi}-1\right)^2 v_q^2$$

berechnet werden müsste. Da nun die Roststäbe meistentheils nach unten verjüngt hergestellt werden, so ist φ beinah $= 1$ und demnach dieser Werth recht wohl zu vernachlässigen. Ebenso ist es mit dem Verluste, welcher durch den Uebertritt der Luft vom Querschnitte der freien Rostoberfläche in den von den Zwischenräumen des Brennmaterials gebildeten entsteht, da diese beiden Querschnitte fast von gleicher Grösse sind. Aber bedeutend stellt sich der Widerstand heraus, der im Brennmaterial selbst und beim Uebergange aus dessen Zwischenräumen in den weiten Querschnitt des Feuerraumes auftritt.

Es würde derselbe durch folgende Betrachtungsweise und Berechnung zu ermitteln sein. Wenn

δ die Dicke der Brennmaterialschicht in Metern,

R die totale Rostoberfläche in □ Metern,

a^2 den Querschnitt eines der im Brennmaterial gedachten Canäle in □ Metern,

z die Anzahl dieser Canäle pro □ Meter Rostoberfläche,

$q_2 = z\,a^2\,R$ den Gesammtquerschnitt sämmtlicher Canäle, auf einer durch das Brennmaterial gelegten Horizontalebene gemessen,

u_2 den Gesammtumfang dieses Querschnittes q_2,

t_2 die mittlere Temperatur innerhalb der Brennmaterialmasse $= \frac{T_0 + \mathfrak{T}_1}{2}$

bedeutet, so berechnet sich der in den Canälen vorkommende Reibungswiderstand durch ein Glied, welches analog denjenigen in Gleichung 149 die Form

$$\frac{2\,g\,\zeta}{\gamma_0}\,\frac{u_2}{q_2}\left(\frac{Q}{q_2}\right)^2(1+\alpha t_2)^3.2\,\delta = \frac{2\,g\,\zeta}{\gamma_0}\,\frac{4}{z^2\,a^5}\left(\frac{Q}{R}\right)^2(1+\alpha t_2)^3.2\,\delta$$

hat, sofern angenommen wird, die Länge der gedachten Canäle sei der doppelten Dicke der Brennmaterialschicht gleich, also $= 2\,\delta$; ferner berechnet sich der beim Uebergange aus den Brennmaterialzwischenräumen in den Querschnitt des Feuerraumes auftretende Widerstand durch ein Glied:

$$(1+\alpha T_0)^2\left(\frac{Q}{q_2}-\frac{Q}{R}\right)^2 = (1+\alpha T_0)^2\left(\frac{1}{z\,a^2}-1\right)^2\left(\frac{Q}{R}\right)^2$$

und der Widerstand, welcher durch plötzliche Richtungsänderung der im Brennmaterial gedachten Canäle entsteht, durch:

$$\Sigma \zeta_a (1 + \alpha t_2)^2 \left(\frac{Q}{q_2}\right)^2 = \Sigma \zeta_a (1 + \alpha t_2)^2 \left(\frac{1}{z a^2}\right)^2 \left(\frac{Q}{R}\right)^2$$

Nimmt man nun an, dass auf jedes □ Meter Schichthöhe f rechtwinklige Richtungsänderungen vorkommen, für welche nach der auf Seite 139 angeführten Tabelle $\zeta_a = 1$ ist, dass also $\Sigma \zeta_a = f \delta$ wird, wenn man t_2 als in sämmtlichen Abbiegungen constant ansieht: so ist der Gesammtwiderstand im Brennmaterial

$$= \frac{2 g \zeta}{\gamma_0} \frac{4}{z^2 a^5} \left(\frac{Q}{R}\right)^2 (1 + a t_2)^3 . 2 \delta$$

$$+ (1 + \alpha T_0)^2 \left(\frac{1}{z a^2} - 1\right)^2 \left(\frac{Q}{R}\right)^2 + f \delta (1 + \alpha t_2)^2 \left(\frac{Q}{R}\right)^2$$

und könnte in jedem Sonderfalle numerisch bestimmt werden, sobald die Grössen z, a und f bekannt wären.

Zu mittleren Werthen für dieselben gelangt man auf folgende Weise.

Bei den zur Bestimmung des nutzbaren Heizeffectes der Steinkohlen Sachsens durchgeführten Versuchen*) wurden Beobachtungen über das Verhältniss angestellt, in welchem das Gewicht der Kohlen zu dem von ihnen eingenommenen Volumen steht. Es ergab sich unter Anderem, dass 1 sächsischer Scheffel, also eine Raumgrösse von 0,10383 Cubikmetern klein gestückter Zwickauer Kohlen 66 bis 89 Kilogr. wiege; ferner, dass die Kohlen genannter Sorte ein specifisches Gewicht von 1,275 bis 1,98 haben.**) Mit Hülfe dieser Unterlagen berechnet sich das Volumen $\mathfrak{V}$, welches die Zwischenräume zwischen den Kohlen in einem Scheffel einnehmen, zu höchstens

$$\mathfrak{V} = 0{,}10383 - \frac{89}{1{,}275} = 0{,}03383 \text{ Cubikmeter}$$

und hieraus wieder der mittlere Gesammtquerschnitt $z a^2$ aller in 1 □ Meter Oberfläche liegenden Zwischenräume zu

$$z a^2 = \frac{0{,}0334}{0{,}10383} = \tfrac{1}{3} \text{ □ Meter,}$$

da offenbar die Höhe eines, auf 1 □ Meter ausgebreiteten Scheffels Kohlen = 0,10383 Meter beträgt. Nimmt man nun noch an, die im Brennmaterial gedachten Canäle seien quadratisch und die Länge ihrer Quadratseite betrage 10 bis 5^{mm}, so wird

*) Hartig, Untersuchungen über die Heizkraft der Steinkohlen Sachsens.

**) Stein, chemische und chemisch-technische Untersuchung der Steinkohlen Sachsens.

$$z^2\,a^5 = \frac{1}{900} \text{ bis } \frac{1}{1800}$$

Berechnet man in gleicher Weise für die andern, in den Hartig'schen Protokollen enthaltenen Kohlensorten diese Werthe, so ergiebt sich für die Steinkohlen:

von Zwickau $\left(\frac{1}{z\,a^2}\right)^2 = 9,\ \left(\frac{1}{z\,a^2} - 1\right)^2 = 4,$

$$\frac{1}{z^2\,a^5} = 900 \text{ bis } 1800,$$

von Logau-Niederwürschnitz . $\left(\frac{1}{z\,a^2}\right)^2 = 7{,}3,\ \left(\frac{1}{z\,a^2} - 1\right)^2 = 2{,}89,$

$$\frac{1}{z^2\,a^5} = 729 \text{ bis } 1458,$$

von Flöha
von der Plauenschen Formation } $\left(\frac{1}{z\,a^2}\right)^2 = 11,\ \left(\frac{1}{z\,a^2} - 1\right)^2 = 5{,}29;$

$$\frac{1}{z^2\,a^5} = 1089 \text{ bis } 2178,$$

für böhmische Braunkohlen . . $\left(\frac{1}{z\,a^2}\right)^2 = 6{,}6,\ \left(\frac{1}{z\,a^2} - 1\right)^2 = 2{,}5;$

$$\frac{1}{z^2\,a^5} = 666 \text{ bis } 1332.$$

Hieraus sieht man, dass, da diese Werthe schon die möglichst hohen sind, welche man aus den gegebenen Unterlagen berechnen kann,

für Steinkohlen $\left(\frac{1}{z\,a^2}\right)^2 = 12;\ \left(\frac{1}{z\,a^2} - 1\right)^2 = 6;\ \frac{1}{z^2\,a^5} = 2500,$

für Braunkohlen $\left(\frac{1}{z\,a^2}\right)^2 = 7;\ \left(\frac{1}{z\,a^2} - 1\right)^2 = 3;\ \frac{1}{z^2\,a^5} = 1800$

höchstens gesetzt zu werden braucht, und dass alsdann, wenn man annähernd in $\Sigma\,\zeta_a$ etc.

$$(1+\alpha t_2)^2 = \frac{(1+\alpha t_2)^3}{(1+\alpha\,.\,600)} = \tfrac{1}{3}\,(1+\alpha t_2)^3 \text{ einführt}$$

und für Steinkohlen $f = 50$, d. h. annimmt, auf je 2 Centimeter Schichthöhe komme 1 rechtwinklige Richtungsänderung, der Gesammtwiderstand in den Steinkohlen sich berechnet durch:

$$\frac{\zeta\,2\,g}{\gamma_0}\cdot\frac{4}{z^2\,a^5}\left(\frac{Q}{R}\right)^2 (1+\alpha\,t_2)^3\,.\,2\,\delta + (1+\alpha\,T_0)^2\left(\frac{1}{z\,a^2} - 1\right)^2\left(\frac{Q}{R}\right)^2$$
$$+ f\,.\,\delta\,.\,(1+\alpha t_2)^2\left(\frac{Q}{R}\right)^2 = [0{,}00625\,.\,20000 + 200]\,(1+\alpha t_2)^3\left(\frac{R}{R}\right)^2\delta$$
$$+ 6\,(1+\alpha T_0)^2\left(\frac{Q}{R}\right)^2$$

$$= [330\,(1+\alpha t_1)^3\,\delta + 6\,(1+\alpha T_0)^2] \left(\frac{Q}{R}\right)^2.$$

Ebenso für Braunkohlen, wenn $f = 30$ genommen wird, durch:

$$= [200\,(1+\alpha t_2)^3\,\delta + 3\,(1+\alpha T_0)^2] \left(\frac{Q}{R}\right)^2.$$

Es hätten auch noch die Widerstände berücksichtigt werden müssen, welche durch plötzliche, innerhalb der Brennmaterialschicht vorkommende Querschnittsänderungen entstehen; sie wurden indessen absichtlich nicht in die Rechnung eingeführt, weil sie, wie der den Werth für die starke Querschnittsänderung von Brennmaterialzwischenräumen in den weiten Feuerraum berechnende Ausdruck zeigt, recht wohl als in die anderen bereits eingeschlossen angenommen werden können, und demnach die Rechnung durch ihre Beachtung nur unnöthig verwickelt wäre.

Der Gesammtwiderstand im Brennmaterial kann also durch eine Formel von der Gestalt:

$$(a + b\,\delta) \left(\frac{Q}{R}\right)^2,$$

in welcher a und b Coefficienten bedeuten, die mit der Art und dem pyrometrischen Effecte des Brennmaterials veränderlich sind, berechnet werden, oder, da a im Vergleich mit $b\,\delta$ nur klein ist, auch einfacher durch den Ausdruck:

$$b\,\delta \left(\frac{Q}{R}\right)^2,$$

ein Ausdruck, welcher mit dem von Redtenbacher aufgestellten ziemlich genau zusammenstimmt.*)

Die Ableitung dieses Ausdruckes, es bedarf das kaum der Erwähnung, macht auf Genauigkeit und Strenge keineswegs Anspruch; ich bin weder der Meinung, dass dieser Ausdruck die Intensität des Widerstandes im Brennmaterial in jedem Sonderfalle genau berechnen lasse, noch täusche ich mich darüber, ob man diesen Widerstand theoretisch genau zu ermitteln und durch eine allgemein gültige Formel anzugeben überhaupt im Stande sei; aber ich glaube, dass mit Benutzung jenes Ausdruckes wenigstens näher an der Wahrheit gelegene Resultate erreicht werden, als mit Anwendung eines für alle Wechselfälle constanten Mittelwerthes, und glaube ferner, dass, wozu die Aussagen der späteren Zahlenbeispiele berechtigen, durch jenen Ausdruck gelehrt wird, in welcher Weise die Zugwirkung einer Feuerungsanlage wenigstens angenähert von den Constructionsverhältnissen des Rostes, d. h. von

*) Gesetze des Locomotivbaues, Seite 58.

der Grösse desselben pro Kilogr. Brennmaterial, von der Dicke der Brennmaterialschicht, von der Art des Brennmaterials und von dessen calorimetrischem Effect abhängig ist. —

Setzt man nun den Ausdruck für den Brennmaterialwiderstand, wie die numerischen Werthe der constanten Coefficienten und die Annäherungswerthe in die allgemeine Geschwindigkeitsformel 149 ein, so ergiebt sich, wenn noch der Uebersichtlichkeit und Abkürzung halber:

$$(t_1 - \mathfrak{T}) H_4 + \frac{\mathfrak{T}_0 - \mathfrak{T}_1}{B_1} \sin \nu_1 + \frac{T_0 - T_1}{B_4} \sin \nu_4 = \mathfrak{C}$$

$$0{,}025 \left[\frac{1}{d_1} \left(\frac{Q}{q_1}\right)^2 (1 + \alpha \mathfrak{T}_1)^3 L_1 + \frac{1}{d_4} \left(\frac{Q}{q_4}\right)^2 (1 + \alpha t_r)^3 L_4 + \frac{1}{d_5} \left(\frac{Q}{q_5}\right)^2 (1 + \alpha T_1)^3 L_5 \right] = \mathfrak{A}$$

$$\Sigma (1 + \alpha t_n)^2 \left(\frac{Q}{q_n} - \frac{Q}{q_m}\right)^2 + \Sigma \left(\frac{1}{\varphi} - 1\right)^2 \left(\frac{Q}{q_q}\right)^2 (1 + \alpha t_q)^2 + \Sigma \zeta_a (1 + \alpha t_a)^2 \left(\frac{Q}{q_a}\right)^2 + \Sigma \zeta_k (1 + \alpha t_k)^2 \left(\frac{Q}{q_k}\right)^2 = \mathfrak{B}$$

geschrieben wird:

$$V = 0{,}25 \sqrt{\frac{\frac{T_1 - \mathfrak{T}}{B_5} \sin \nu_5 \left[1 - e^{-B_5 L_5}\right] \pm \mathfrak{C}}{1 + \frac{1}{(1 + \alpha T)^2} \left\{ \mathfrak{A} + b\,\delta \left(\frac{Q}{R}\right)^2 + \mathfrak{B} \right\}}} \quad . \; . \; 150.$$

Ist die Abkühlung durch die Wandungen des Schornsteins zu vernachlässigen, so ergiebt sich auch hier wieder, wie Seite 133,

$$\frac{1 - e^{-B_5 L_5}}{B_5} = L_5$$

und wegen $L_5 \sin \nu_5 = H_5$:

$$V = 0{,}25 \sqrt{\frac{(T_1 - \mathfrak{T}) H_5 \pm \mathfrak{C}}{1 + \frac{1}{(1 + \alpha T_1)^2} \left\{ \mathfrak{A} + b\,\delta \left(\frac{Q}{R}\right)^2 + \mathfrak{B} \right\}}}.$$

Hieraus ist zu erkennen, dass die Ausströmungsgeschwindigkeit der Verbrennungsproducte, selbst wenn man von den Widerständen in

der Feuerungsanlage absieht, nicht allein von den Dimensionen und den Temperaturverhältnissen des Schornsteines abhängig ist, sondern sofern die Anordnung der Feuercanäle der Grösse $\mathfrak{C}$ einen namhaften Werth ertheilt, auch sehr beträchtlich von den Dimensionen und den Temperaturverhältnissen der übrigen Theile der Feuerungsanlage beeinflusst wird. Ist $\mathfrak{C} = 0$, was jedesmal eintritt, wenn Zufluss- und Feuercanäle horizontal angeordnet sind, so wird die Ausströmungsgeschwindigkeit der Quadratwurzel aus der Höhe des Schornsteins ziemlich genau proportional, da das Reibungsglied, welches den Nenner obiger Gleichung mit H_5 variiren macht, im Vergleich zu den andern fast verschwindend klein ausfällt.

Im Allgemeinen aber, $\mathfrak{C}$ mag $= 0$ sein, oder irgend welchen Werth annehmen, das Reibungsglied mag gegenüber den andern Gliedern des Nenners klein oder gross sein, wächst V mit einer Zunahme von H_5, und daher kann man bei Betrachtung der auf Seite 122 aufgestellten, allgemeinen Zugwirkungsgleichung:

$$nAM = 3600 \, . \, QVG$$

behaupten, dass eine verlangte Zugwirkung nAM entweder mit einem kleinen Querschnitte Q, aber bedeutender Höhe H_5, oder umgekehrt mit einer geringen Höhe, aber mit grossem Querschnitte des Schornsteins zu erreichen ist. Hiernach wirft sich nun die Frage auf, welche dieser Modalitäten die zweckmässigere sein wird, und bei Beantwortung dieser Frage stellt sich heraus, dass die Beachtung der äusseren, auf die Zugwirkung influirenden Einwirkungen, als Windströme, Variationen im Feuchtigkeitsgehalte der Atmosphäre etc. hierüber entscheidet, wie aus Folgendem erhellen wird.

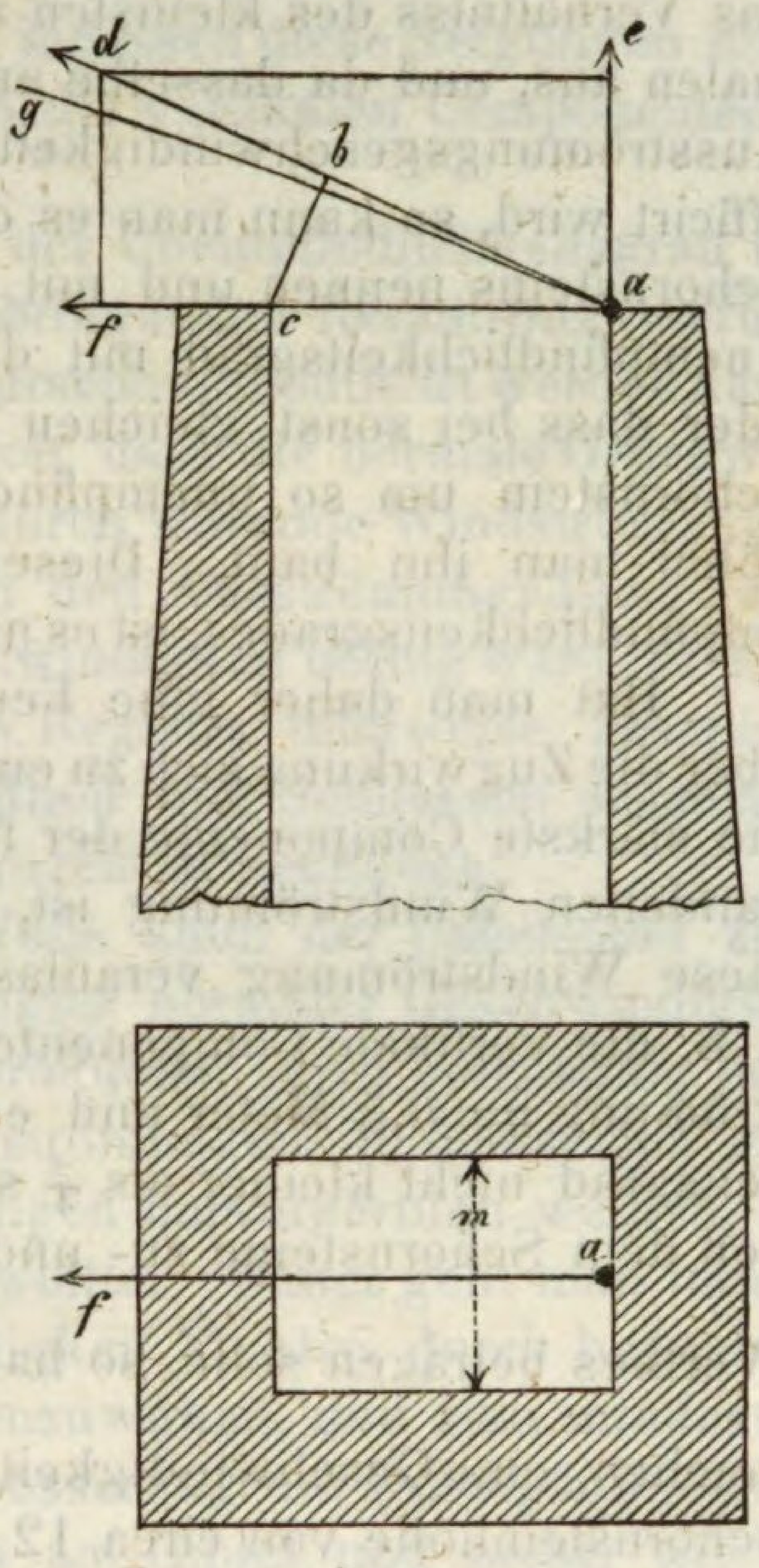
Atmosphärische Einflüsse.

Unempfindlichkeitsgrad.

Formel 136 wurde aus der allgemeineren 134 unter der besondern Voraussetzung abgeleitet, dass die Pressungen P_1 und P allein von dem Gewichte der Atmosphäre herrühren, und ebenso liegt diese Voraussetzung den späteren, zu Berechnung der Geschwindigkeit aufgestellten Gleichungen zu Grunde. Nun werden aber die Pressungen P_1 und P auch noch von verschiedenen meteorologischen Erscheinungen beeinflusst, welche je nach Umständen der Ausströmungsmenge einen bedeutenderen oder geringeren Werth ertheilen, als ihn die angeführten Formeln berechnen. Da eine zeitweise Vermehrung der ausströmenden Rauchmenge keinen Nachtheil im Gefolge hat, indem dieselbe durch jedesmal in der Feuerungsanlage angebrachte Vorrichtungen auf ihren normalen Werth deprimirt werden kann, so soll nur von den diese Ausströmungsmenge vermindernden Einflüssen gesprochen werden.

a. Windströmungen. — Nur wenn eine Windströmung eine nach abwärts geneigte Richtung hat, kann sie die Ausströmungsmenge störend beeinflussen, denn wenn sie 1stens horizontal gerichtet ist, so wird zwar der Ausströmungsquerschnitt durch dieselbe vermindert, aber die Ausströmungsgeschwindigkeit um so viel vermehrt, dass das Product aus beiden immer denselben Werth behält, wie man aus folgender Betrachtung erkennen wird.

Fig. 29.



Hat eine horizontale Windströmung die Geschwindigkeit *af* und der ausströmende Rauch die Geschwindigkeit *ae*, so wird ein Rauchtheilchen *a* beim Verlassen des Schornsteines die Geschwindigkeit *ad* annehmen und sich in einer Curve *ag* bewegen, die im Falle *af* nicht viel grösser als *ae* ist, nur unbedeutend von der Geraden *ad* abweicht. Denkt man sich nun den Schornsteinquerschnitt rechteckig, von der Breite *m* und so gegen die Windrichtung gestellt, wie es Fig. 29 zeigt, so ist die Ausströmungsmenge, wenn die Windströmung nicht vorhanden, $= m \,.\, ac \,.\, ae$, und wenn sie vorhanden $= m \,.\, bc \,.\, ad$. Wegen Aehnlichkeit der Dreiecke *abc* und *afd* ist aber $ac \,.\, ae = bc \,.\, ad$ und daher in beiden Fällen die Ausströmungsmenge gleich.

Wenn 2tens die Windströmung aufwärts gerichtet ist, so bleibt nach dem oben Gesagten die horizontale Componente ohne Einfluss, die vertikale aber vermehrt die Ausströmungsmenge.

Also würde nur die nach abwärts gerichtete Windströmung als störend einwirkend übrig bleiben und zwar genauer genommen die vertikale Componente derselben.

Denkt man sich nun der Einfachheit wegen die Windströmung genau vertikal abwärts gerichtet und bezeichnet die Geschwindigkeit derselben mit C, so wird die wirkliche Austrittsgeschwindigkeit des Rauches $= V - C$, woraus zu ersehen, dass der Schornstein zu functioniren aufhören wird, wenn C so gross als V ist. Hat man daher einen niedrigen Schornstein gebaut, so wird derselbe den Uebelstand des Wirkungeinstellens eher herbeiführen, als ein hoher, und jedesmal werden die Abweichungen vom normalen Gange bei einem weniger hohen Schornstein bedeutender sein.

Da die ausströmende Rauchmenge der Geschwindigkeit proportional ist, so drückt, wenn C die grösste vertikale Windströmung bedeutet, der Quotient

$$\frac{V - C}{V}$$

das Verhältniss des kleinsten ausströmenden Rauchquantums zum normalen aus, und da dasselbe angiebt, bis zu welchem Grade die normale Ausströmungsgeschwindigkeit von der grössten Windgeschwindigkeit afficirt wird, so kann man es den „Unempfindlichkeitsgrad“ des Schornsteins nennen und mit dieser Bezeichnung behaupten, dass der Unempfindlichkeitsgrad mit der Ausströmungsgeschwindigkeit wachse, oder dass bei sonst gleichen Temperaturverhältnissen des Rauches ein Schornstein um so unempfindlicher gegen Functionsstörungen sei, je höher man ihn baut. Dieser Punkt, die Berücksichtigung des Unempfindlichkeitsgrades, ist es nun, welcher die Wahl von Q und V präcisirt.

Hat man daher eine Feuerungsanlage zu construiren und dabei über die Zugwirkung sich zu einigen, so muss man untersuchen, wie gross die stärkste Componente der für längere Zeit an der Bauörtlichkeit vorhandenen Windströmung ist, und ferner wissen, wie gross die durch diese Windströmung veranlasste Störung im Betriebe sein darf. Ist z. B. die vertikale Componente der stärksten, abwärts gerichteten Windströmung $= 0{,}5$ Meter und es wird verlangt, dass der Unempfindlichkeitsgrad nicht kleiner als $\frac{3}{4}$ sein, dass also im schlimmsten Falle die von dem Schornsteine zu- und abgeführte Luftmenge $\frac{3}{4}$ ihres normalen Werthes betragen solle, so hat man $\frac{V - C}{V} = \frac{3}{4}$, also $V = 2$ Meter zu machen, eine Geschwindigkeit, welcher bei Dampfkesselfeuerungen eine Schornsteinhöhe von circa 12 Metern entspricht.

Es ist indessen anzugeben schwierig, wie gross jene vertikale Componente in jedem besondern Falle sich herausstellt, und ebenso liegen noch keine praktischen Unterlagen über die Grösse des in jedem besonderen Falle zulässigen Unempfindlichkeitsgrades vor, so dass man also mit jenem Verhältnisse zu rechnen noch keine Mittel hat.

Um über die Stärke der Windströmungen eine Vorstellung zu geben, dient folgende Tabelle:

Windgeschwindigkeiten (pro Sec.)		
0,5	Meter	kaum merklich
1	„	fühlbar
2	„	schwach
5,5	„	lebhaft (frische Brise)
10	„	stark (für Windmühlen günstig)
22	„	Sturm
28	„	heftiger Sturm
36	„	Orkan
50	„	heftigste Windströmung.

Eine Geschwindigkeit von 2,5 Meter ist in der Regel nicht stark genug, um Windmühlen in Betrieb zu setzen.

Diese Windströmungen, vorzüglich die mit grösseren Geschwindigkeiten wehen, aber meistens horizontal, und nur wenn sie durch Berggipfel, Dachfirste und dergl. abgelenkt werden, nehmen sie vertikal auf- oder abwärts geneigte Richtungen an; da sich indessen diese Neigungen nicht leicht bestimmen lassen, so bleiben auch die vertikalen Componenten C unbekannt.

Zu erwähnen ist hier noch, dass der Unempfindlichkeitsgrad mit Hülfe der in der Feuerungsanlage anzubringenden Regulirungsvorrichtungen auch durch den Ausströmungsquerschnitt modificirt werden kann. Baut man nämlich den Schornstein so hoch, dass die normale Geschwindigkeit grösser als C ist, so hört er nie durch störende Windströmungen zu functioniren auf, und stellt man dann den Ausströmungsquerschnitt grösser her, als es für die normale Geschwindigkeit nöthig wäre, so dass bei dieser normalen Geschwindigkeit das Register theilweise geschlossen werden kann, so ist man durch Oeffnen und Schliessen desselben im Stande, den schädlichen Windströmungen zu begegnen.

Allein durch eine zu bedeutende Weite kann der Uebelstand zum Vorschein kommen, dass bei beabsichtigter normaler Geschwindigkeit der Schornstein von den Verbrennungsproducten nicht vollständig ausgefüllt wird, dass alsdann kalte Gegenströmungen in demselben entstehen und dadurch bedeutendere Störungen hervorgerufen werden, als man wegen anderer Gründe vermeiden wollte. Daher geht man immer sicherer, durch eine stärkere Geschwindigkeit V, also durch bedeutendere Höhe den Windströmungen entgegenzuwirken, und zum mindesten muss man, wenn eine Querschnittsvergrösserung die Unempfindlichkeit vermehren soll, den Regulirungsapparat am Gipfel und nicht, wie es meistens üblich ist, am Fusse des Schornsteins anbringen, um dadurch die erwähnten Gegenströme zu verhindern.

Auch durch Windströmungen, die auf die Eintrittsöffnung der Feuerungsanlage einwirken, werden Störungen veranlasst, aber nicht in so bedeutendem Maasse, als es am Gipfel derselben geschieht.

Vorrichtungen, welche Abschwächung dieser Störungen bezwecken, findet man in Péclet's „Traité de la chaleur" abgebildet und beschrieben.

Andere meteorologische Variationen im Zustande der Atmosphäre, welche die Zugwirkung des Schornsteins beeinflussen, sind:

b. Wechselnde Hygroscopicität und starke Temperatur- und Pressungsänderungen, wie sie durch die Sonnenstrahlen hervorgebracht werden. — Die äussersten Grenzen der hierdurch entstehenden Schwankungen in der Zugkraft lassen sich bestimmen, wenn man die Zugwirkung einmal unter der Annahme berechnet, die Luft sei vollkommen trocken und wenig hoch temperirt, ein zweites Mal unter der Annahme, sie sei vollständig ge-

sättigt und von sehr hoher Temperatur. Vernachlässigt man hierbei die passiven Widerstände und bedient sich zur Bestimmung von V der Formel 136, so wird das Verhältniss der beiden Zugwirkungen:

$$\frac{(nAM)''}{(nAM)'} = \left[\frac{Q\gamma_0''}{1+\alpha T}\sqrt{\frac{2g\alpha(T-\mathfrak{T}'')H}{1+\alpha\mathfrak{T}''}}\right] : \left[\frac{Q\gamma_0'}{1+\alpha T}\sqrt{\frac{2g\alpha(T-\mathfrak{T}')H}{1+\alpha\mathfrak{T}'}}\right]$$

$$= \frac{\gamma_0''}{\gamma_0'}\sqrt{\frac{(T-\mathfrak{T}'')(1+\alpha\mathfrak{T}')}{(T-\mathfrak{T}')(1+\alpha\mathfrak{T}'')}}$$

wenn γ_0'' die Dichtigkeit der in der feuchten Luft enthaltenen trockenen Luft, γ_0' diejenige der trockenen Luft bezeichnet und die andern Grössen Bedeutungen haben, die den früher angewendeten und den beigeschriebenen Indices analog sind. Nun ist nach dem Dalton'schen Gesetze die Spannung der in einem feuchten Luftquantum enthaltenen trockenen Luft $= p - p_1$, wenn p die Totalspannung und p_1 die Spannung des in der feuchten Luft enthaltenen Wasserdampfes bedeutet; also wegen

$$\frac{p_0'}{\gamma_0'} = \varkappa \text{ und } \frac{p_0'-p_1}{\gamma_0''} = \varkappa, \quad \frac{\gamma_0''}{\gamma_0'} = \frac{p_0'-p_1}{p_0'}$$

(p_0 und γ_0, Spannung und Dichte bei 0 Grade).

Nimmt man $\mathfrak{T}' = -20$, $\mathfrak{T}'' = 40$, $p_0' = 10333$, so wird die zu $\mathfrak{T}''$ gehörige Dampfspannung $p_1 = 754$, wie man aus den hierüber existirenden Tabellen entnimmt, und demnach:

$$1^{\text{stens}} \text{ für } T = 300 \ldots \frac{(nAM)''}{(nAM)'} = 1{,}22$$

$$2^{\text{tens}} \text{ für } T = 100 \ldots \frac{(nAM)''}{(nAM)'} = 1{,}472$$

so dass also die äussersten Grenzen der Zugwirkung im 1^{sten} Falle um beinah $\frac{1}{4}$ und im 2^{ten} um beinah $\frac{1}{2}$ der schwächsten Wirkung auseinanderstehen. Kommen nun diese Grenzen auch nie ganz zum Vorschein, da die Luft niemals weder ganz trocken, noch ganz gesättigt ist, so sind doch in Wirklichkeit die Schwankungen immerhin beträchtlich. Wie die Rechnung zeigt, sind sie um so bedeutender, je weniger hoch die Temperatur des ausströmenden Rauches ist, und dieses Rechnungsergebniss wird durch die Erfahrung vollkommen bestätigt; man weiss zur Genüge, dass Sonnenstrahlen sowohl als feuchte Luft die Zugwirkung schwächen und dass die Abschwächung bei Wohnungsessen, in denen die Rauchtemperatur nur niedrig ist, mehr als bei den mit viel höher temperirten Verbrennungsgasen gefüllten Fabrikschornsteinen fühlbar wird.

Die Rechnung lehrt aber auch, dass dem hieraus erwachsenden Uebelstande weder durch ein Höherführen der Schornsteine, noch durch irgend welche Vorrichtungen, wie sie zu Abschwächung der Windeinflüsse angewendet werden, abzuhelfen ist, sondern dass nur mit höherer Rauchtemperatur im Schornsteine, also mit grösserem Aufwande von Brenn-

material eine wirksame Linderung desselben erkauft werden kann. Ist die Zugwirkung im ungünstigsten Falle so gering, dass eine Verstärkung derselben nöthig wird, so kann ein Höherführen des Schornsteines hierzu wohl Abhülfe leisten, aber die Schwankungen in der Zugkraft bleiben so lange dieselben, bis man die Rauchtemperatur erhöht. —

Dimensionen der Schornsteine.

Nach den Erörterungen über den Unempfindlichkeitsgrad der Schornsteine wird einleuchten, dass für Bestimmung ihrer Dimensionen die rationellste Methode diejenige ist, nach welcher man zunächst die Geschwindigkeit V mit Berücksichtigung des von der Oertlichheit abhängenden Unempfindlichkeitsgrades wählt und daraus sowohl Q mit Hülfe der Gleichung:

$$\frac{nAM}{3600} = Q \,.\, V G = Q V \frac{P}{\varkappa\,(1+\alpha T)},$$

als H_5 mit Hülfe von Formel 150 berechnet.

Setzt man genau genug $\frac{P}{\varkappa} = \gamma_0$, und γ_0, oder das Gewicht eines Cub.-Meters Luft von Null Grad, welches an der Meeresoberfläche $= 1{,}299$ Kilogr. beträgt, für mittelhoch gelegene Orte so gross, dass $\gamma_0 \,.\, 3600 = 4000$ wird, so erhält man einfach:

$$Q = \frac{nAM}{4000} \; \frac{(1+\alpha T)}{V} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 151$$

und aus Formel 150:

$$L_5 = -\frac{1}{B_5}\, \mathrm{lnt} \left\{ 1 - \frac{16\,V^2\,B_5}{(T_1 - \mathfrak{T})\sin\nu_5} \left[1 + \frac{1}{(1+\alpha T)^2} \left\{ \mathfrak{A} + b\delta \left(\frac{Q}{R}\right)^2 + \mathfrak{B} \right\} \right] \pm \frac{B_5\,\mathfrak{C}}{(T_1 - \mathfrak{T})\sin\nu_5} \right\} \quad \ldots\ldots \quad 152$$

oder angenähert, wenn man in der ursprünglichen Formel die Abkühlung im Schornsteine vernachlässigt, also $B_5 = 0$ und $T = T_1$ setzt:

$$H_5 = \frac{16\,V^2}{(T_1 - \mathfrak{T})} \left[1 + \frac{1}{(1+\alpha T_1)^2} \left\{ \mathfrak{A} + b\,\delta \left(\frac{Q}{R}\right)^2 + \mathfrak{B} \right\} \right] \mp \frac{\mathfrak{C}}{T_1 - \mathfrak{T}} \quad 153$$

Diese beiden Formeln enthalten allerdings L_5 noch nicht ganz entwickelt, da es in dem Reibungsgliede Q vorkommt; aber die numerische Behandlung derselben ist mit vorliegender Gestalt bequemer, und ausserdem hat eine etwas verkehrte Annahme des im Reibungsgliede enthaltenen L_5 keine bemerkenswerthe Ungenauigkeit des Endresultates zur Folge. Ferner kommt in der 1sten Formel noch das unbekannte T vor; aber

auch in Bezug hierauf ist es zweckmässiger, sie in vorliegender Gestalt beizubehalten, als sie durch Einführung von $T = \mathfrak{T} + (T_1 - \mathfrak{T})\, e^{-B_5 L_5}$ noch weiter aufzulösen, wenn auch dadurch ein probirendes Rechnungsverfahren und demnach mitunter wiederholtes Anwenden derselben nöthig wird.

Bei Zusammensetzung der Formeln ist angenommen worden, dass bei ihrer Anwendung, wie es häufig der Fall ist, die Querschnitte der Zufluss- und Erwärmungscanäle durch Verhältnisse zu dem Ausströmungsquerschnitte gegeben seien. Ebenso häufig kommt es indessen vor, dass deren Grösse einen von dem Ausströmungsquerschnitte unabhängigen Werth hat, und dann ist folgende Gestalt der Formeln eine für die numerische Behandlung zweckmässigere.

Zur Abkürzung werde geschrieben:

$$0{,}025 \left[\frac{1}{d_1}\, \frac{1}{q_1^2} (1 + \alpha \mathfrak{T}_1)^3 L_1 + \frac{1}{d_4}\, \frac{1}{q_4^2} (1 + \alpha t_r)^3 L_4 \right] = \mathfrak{A}_{''}$$

$$\Sigma\, (1 + \alpha\, t_n)^2 \left(\frac{1}{q_n} - \frac{1}{q_m}\right)^2 + \Sigma \left(\frac{1}{\varphi} - 1\right)^2 \frac{1}{q_q^2} (1 + \alpha\, t_q)^2 +$$
$$\Sigma \zeta_a (1 + \alpha t_a)^2 \left(\frac{1}{q_a}\right)^2 + \Sigma \zeta_k \frac{1}{q_k^2} (1 + \alpha t_k)^2 = \mathfrak{B}_{''}$$

so erhält man aus (150), wenn die Abkühlung im Schornsteine $= 0$:

$$H_5 = \frac{16\, V^2}{T_1 - \mathfrak{T}} + \frac{16\, V^2\, Q^2}{(T_1 - \mathfrak{T})\,(1 + \alpha\, T_1)^2} \left\{ \mathfrak{A}_{''} + \frac{b\,\delta}{R^2} + \mathfrak{B}_{''} + 0{,}025\, \frac{1}{d_5}\, \frac{1}{q_5^2} (1 + \alpha\, T_1)^3 L_5 \right\} - \frac{\mathfrak{C}}{T_1 - \mathfrak{T}}$$

Setzt man nun hierin, zufolge (151) theilweise:

$$16 \,.\, V^2 = 16 \left(\frac{n\,A\,M}{4000}\right)^2 \frac{(1 + \alpha\, T_1)^2}{Q^2},$$

so wird:

$$H_5 = \frac{16\, V^2}{T_1 - \mathfrak{T}} \left[1 + 0{,}025\, \frac{1}{d_5} \left(\frac{Q}{q_5}\right)^2 (1 + \alpha\, T_1)\, L_5 \right] +$$
$$\frac{1}{T_1 - \mathfrak{T}} \left(\frac{n A M}{1000}\right)^2 \left\{ \mathfrak{A}_{''} + \frac{b\,\delta}{R^2} + \mathfrak{B}_{''} \right\} - \frac{\mathfrak{C}}{T_1 - \mathfrak{T}} \;\ldots\ldots\; 154$$

und hieraus giebt sich sofort zu erkennen, dass der zweite Summand, nämlich:

$$\frac{1}{T_1 - \mathfrak{T}} \left(\frac{nAM}{1000}\right)^2 \left\{ \mathfrak{A}_{''} + \frac{b\,\delta}{R^2} + \mathfrak{B}_{''} \right\}$$

ebenso wie $\mathfrak{C}$ als ganz unabhängig von V und Q auftritt

Ebenso erhält man aus (152):

$$L_5 = -\frac{1}{B_5}\ln t\left\{1 - \frac{16V^2B_5}{(T_1-\mathfrak{T})\sin\nu_5}\left[1+0{,}025\frac{1}{d_5}\left(\frac{Q}{q_5}\right)^2\frac{(1+\alpha T_1)^2}{(1+\alpha T)^2}L_5\right]\right.$$
$$\left.-\frac{B_5}{(T_1-\mathfrak{T})\sin\nu_5}\left(\frac{nAM}{1000}\right)^2\left[\mathfrak{A}'' + \frac{b\delta}{R^2} + \mathfrak{B}''\right] + \frac{B_5\mathfrak{C}}{(T_1-\mathfrak{T})\sin\nu_5}\right\} \ldots 155$$

Bei Anwendung der 4 Formeln (152, 153, 154, 155) ist

a. in jedem Falle gegeben, oder als gegeben zu betrachten:

1stens. Die Luftmenge nAM, welche von dem Schornsteine in der Stunde zu- und abgeführt werden soll und welche sich entweder aus der pro Stunde auf dem Roste zu verbrauchenden Brennmaterialmenge M, aus der pro 1 Kilogramm Brennmaterial nöthigen, theoretischen Luftmenge A und dem Verhältniss n bestimmt, oder, sofern der Schornstein als Ventilationscanal dienen soll, direct gegeben ist.

2tens. Die Temperatur t_1, welche man dem zu erwärmenden, oder zu verdampfenden Körper mitzutheilen beabsichtigt. Handelt es sich um Dampfentwickelung aus irgend einer Flüssigkeit und ist die Spannung des zu entwickelnden Dampfes zunächst gegeben, so kann man mit Hülfe der, die Beziehung zwischen Spannung und Temperatur liefernden Tabellen t_1 finden, und ähnlich verfährt man, wenn das Schmelzen oder Flüssigmachen eines festen Körpers verlangt wird.

3tens. Die Temperatur $\mathfrak{T}_0$ oder $\mathfrak{T}_1$, welche die in den Zuflusscanal einzuführende Verbrennungsluft haben soll.

4tens. Die Temperatur T_0 im Verbrennungsraume, welche sich nach der Formel 51 (Seite 58):

$$T_0 = \frac{\eta_1 k}{nA\sigma},$$

oder, wenn die strahlende Wärme wegen Vorhandenseins einer directen Heizfläche berücksichtigt werden muss, nach Formel 109 (Seite 102)

$$T_0 = \frac{\eta_1 k - \beta\dfrac{R}{M}}{nA\sigma} = \frac{(1-\omega)\,\eta_1 k}{nA\sigma}$$

bestimmt. Darin muss η_1 angenommen werden und schwankt zwischen 0,6 bis 0,9.

5tens. Die Temperatur T_1 am Ende des Erwärmungsraumes, welche entweder direct, oder durch die Formel (Siehe Seite 95 und 105)

$$T_1 = (1-\eta)\,T_0\,,\; T_1 = \frac{1-\eta_t}{1-\omega}\,T_0$$

gegeben ist, da nämlich der Wirkungsgrad η der Heizfläche in jedem besondern Falle angenommen wird.

6tens. Die Grössen H_4, L_1, L_4, ν_1 und ν_4, welche aus der Constructionszeichnung zu entnehmen sind und wobei zu beachten, dass H_4 das positive Vorzeichen erhält, wenn der Erwärmungscanal ansteigt, und das negative Vorzeichen, wenn er sich senkt. Ist der Erwärmungscanal, wie es häufig vorkommt, auf- und absteigend, so müssen für H_4 und ν_4 nach Schätzung zu bestimmende mittlere Werthe genommen werden.

7tens. Die Rostoberfläche R, welche durch Construction gefunden wird (siehe: Feuerraum).

8tens. Die Constante b, welche zufolge Seite 158:

für Steinkohlen und Koks $= 330\ (1 + \alpha t_2)^3$
für Braunkohlen $= 200\ (1 + \alpha t_2)^3$
für Torf und Holzkohlen . $= 150\ (1 + \alpha t_2)^3$
für Holz $= 80\ (1 + \alpha t_2)^3$

ist, und worin:

$$t_2 = \frac{T_0 + \mathfrak{T}_1}{2}$$

gesetzt werden kann.

b. Angenommen oder durch Schätzung bestimmt wird:

1stens. Die Geschwindigkeit V mit Berücksichtigung des Unempfindlichkeitsgrades.

2tens. Die äussere Temperatur $\mathfrak{T}$, welche man in den meisten Fällen $= 0$ setzen kann.

3tens. Die Temperaturen t_r, t_n, t_q, t_a und t_k, wovon $t_r = \frac{T_0 + T_1}{2}$ zu setzen ist und die übrigen vermittelst der Constructionszeichnung durch Schätzung oder mit Hülfe der Formel:

$$t_n = t_1 + (T_0 - t_1)\, e^{-B_4 s_n}$$

$$t_q = t_1 + (T_0 - t_1)\, e^{-B_4 s_q}$$

etc. bestimmt werden können, wenn s_n und s_q die zu t_n und t_q gehörenden Längen der Erwärmungscanäle, also die Entfernungen der Querschnitte q_n und q_q vom Feuerraume bezeichnen.

4tens. Die Schichthöhe δ des Brennmaterials, deren Wahl die mit den verschiedenen Gattungen von Feuerungsanlagen variirenden, empirischen Regeln feststellen, oder welche nach den im Capitel: Feuerraum gegebenen Normen bestimmt wird. Meistens nimmt man δ:

für Stein- und Braunkohlen $= 0{,}08$ bis $0{,}25$
für Koks und Holzkohle . . $= 0{,}1$ bis $0{,}5$
für Holz und Torf $= 0{,}2$ bis $0{,}6$.

5tens. Die Grössen L_5 und ν_5, welche wie in den auf Seite 170 bis 178 sich vorfindenden Beispielen bestimmt werden.

6tens. Die Verhältnisse $\left(\frac{Q}{q_1}\right), \left(\frac{Q}{q_4}\right), \left(\frac{Q}{q_n}\right)$ etc., welche durch empirische Regeln, oder durch die Constructionszeichnung gegeben sind. Befindet sich die Ausmündungsöffnung in einer dünnen Platte, mit welcher der Schornsteingipfel abgedeckt ist, so muss für Q der contrahirte Querschnitt in Rechnung gezogen, also die Ausmündungsöffnung mit dem Contractionscoefficienten multiplicirt werden. (Siehe hinten.)

7tens. Die Coefficienten

$$B_1 = \frac{w_1\ u_1}{nAM\sigma},\ B_5 = \frac{w_5\ u_5}{nAM\sigma},$$

in denen allerdings die unbekannten Umfänge u_1 und u_5 vorkommen, welche aber trotz approximativer Annahme dieser Umfänge genügend genau mit Hülfe der aus der Constructionszeichnung zu entnehmenden oder abzuschätzenden Wanddicken und daraus zu berechnenden Wärmeüberführungscoefficienten w_1 und w_5 zu bestimmen sind.

Der Coefficient $B_4 = \frac{w_4\ u_4}{nAM\sigma}$, in welchem w_4 den Wärmeüberführungscoefficienten nur für die Heizfläche und nicht für das, die Züge oder Feuercanäle umschliessende Mauerwerk, und u_4 nur den durch die Heizfläche gebildeten Theil des Canalumfanges bedeutet, berechnet sich ganz genau, wegen $u_4\ L_4 = F$, durch

$$B_4 = \frac{w_4}{nAM\sigma}\ \frac{F}{L_4}$$

oder wegen $T_1 = t_1 + (T_0\ \ t_1)\ e^{-B_4\ L_4}$ durch

$$B_4 = \frac{1}{L_4}\ \text{lnt} \left\{\frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1}\right\}.$$

8tens. Die Temperatur T, welche mit Hülfe von T_1 vorläufig und zwar je nach Höhe oder Länge des Schornsteins, dessen Wanddicke und dessen Material zu

$$T = T_1 - 20 \text{ bis } T = T_1 - 200$$

geschätzt und nach erfolgter Anwendung von Formel 152 oder 155 und daraus gewonnener Bestimmung von L_5 durch

$$T = \mathfrak{T} + (T_1 - \mathfrak{T})\ e^{-B_5\ L_5}$$

berechnet wird, um dann, sofern dieser berechnete Werth mit dem durch Schätzung angenommenen nicht stimmen sollte, auf's Neue in Formel 151 eingeführt zu werden. (Seite 173.)

9tens. Die Querschnitte und mittleren Durchmesser $q_1, q_4, q_5, d_1, d_4, d_5$ nach den durch empirische Regeln gegebenen Normen; man kann $d_1 = \sqrt{q_1}$, $d_4 = \sqrt{q_4}$, $d_5 = \sqrt{q_5}$ setzen. —

Numerischer Vergleich der Formeln 152 und 153.

1stens. Es soll ein vertikaler, quadratischer Dampfkesselschornstein von Ziegelsteinen construirt werden und es fragt sich, wie gross der Ausströmungsquerschnitt und die Höhe desselben anzuordnen ist, wenn verlangt wird:
dass 150 Kilogr. Steinkohlen pro Stunde verbrannt werden sollen, die Heizfläche einen Wirkungsgrad von 0,7 liefere, der Rauch mit einer Geschwindigkeit von 3 Metern ausströme; wenn man die Heizkraft (den calorimetrischen Effect) der Steinkohle zu 7500, den Wirkungsgrad des Feuerraumes zu 0,8, die pro Kilogr. Kohle wirklich nothwendige Verbrennungsluftmenge zu 20 annehmen kann und voraussetzt, dass keine directe Heizfläche vorhanden sei.

Es ist also:

$$M = 150 \qquad nA = 20 \qquad \eta = 0{,}7$$
$$k = 7500 \qquad \eta_1 = 0{,}8 \qquad V = 3$$

und demnach:

$$T_0 = \frac{\eta_1 k}{nA\sigma} = 1200$$

$$T_1 = (1-\eta)\, T_0 = 360\ ,\ t_r = \frac{T_0 + T_1}{2} = 780$$

$$\sin \nu_5 = 1$$

T nach vorläufiger Schätzung = 300.

Dann ergiebt sich zunächst nach 151

$$Q = \frac{20 \cdot 150}{4000} \; \frac{(1 + \alpha \cdot 300)}{3} = 0{,}5 \ \square \text{ Meter}^{*)}.$$

Ferner sei, wie man aus der Constructionszeichnung des Kesselofens entnimmt:

$$H_4 = 0 \qquad L_1 = 0 \qquad L_4 = 30$$
$$\nu_1 = 0 \qquad \nu_4 = 0 \qquad \frac{Q}{q_5} = 1$$
$$R = 2 \qquad \frac{Q}{q_4} = 1 \qquad d_5 = \sqrt{q_5} = 0{,}7$$
$$d_4 = \sqrt{q_4} = 0{,}7$$

Die hinter der Feuerbrücke vorkommende, plötzliche Querschnittsänderung sei die einzige in der ganzen Feuerungsanlage und demnach zufolge Constructionszeichnung:

$$\frac{Q}{q_n} - \frac{Q}{q_m} = 2 - 1 = 1\ ,\ t_n = T_0 = 1200.$$

*) Zu Berechnung von $(1 + \alpha\, t)$ kann die im Anhange aufgeführte Tabelle benutzt werden.

Die Uebergänge von kleinen Querschnitten in erweiterte können in diesem Falle, wie die Constructionszeichnung ausweisen möge, als unbedeutend vernachlässigt, also

$$\left(\frac{1}{\varphi}-1\right)^2\left(\frac{Q}{q_q}\right)^2 (1+\alpha t_q)^2 = 0$$

gesetzt werden, und ebenso ist

$$\Sigma \zeta_k \left(\frac{Q}{q_k}\right)^2 (1+\alpha t_k)^2 = 0$$

Aber da 3mal doppelt-rechtwinkelige Abbiegungen vorkommen, für welche (Seite 139) $\zeta_a = 0{,}98$ oder circa $= 1$ ist, so hat man, wegen $\frac{Q}{q_a} = 1$:

$$\Sigma \zeta_a \left(\frac{Q}{q_a}\right)^2 (1+\alpha t_a)^2 = (1+\alpha.800)^2 + (1+\alpha.500)^2 + (1+\alpha.400)^2 = 30^{*)}$$

wenn man die Temperaturen in diesen Abbiegungen schätzungsweise $= 800$, 500 und 400 Grad setzt. Nun sei noch

$$\delta = 0{,}2 \qquad \mathfrak{T}_1 = \mathfrak{T} = 0$$

die Wanddicke des Schornsteins $= 0{,}8$, also (Seite 75 u. 80)

$$w_5 = \frac{6{,}6 \,.\, 0{,}6}{1{,}2 + 5{,}28} = 0{,}6,$$

$$B_5 = \frac{0{,}6 \,.\, 4 \,.\, \sqrt{Q}}{20 \,.\, 150 \,.\, 0{,}25} = 0{,}00222 \text{ (Seite 169)},$$

$$b = 330\,(1+\alpha.600)^3 = 9570 \text{ (Seite 168)}.$$

Nimmt man alsdann zu Berechnung von $\mathfrak{A}$ vorläufig $L_5 = 40$ an, so wird:

$$\mathfrak{A} = 0{,}025 \left[\frac{1}{0{,}7}(1+\alpha \,.\, 780)^3 \,.\, 30 + \frac{1}{0.7}(1+\alpha.360)^3 \,.\, 40\right] = 80$$

$$b\,\delta\left(\frac{Q}{R}\right)^2 = 9570 \,.\, 0{,}2\left(\frac{0{,}5}{2}\right)^2 = 120$$

$$\mathfrak{B} = (1+\alpha \,.\, 1200)^2 + 30 = 60.$$

Also nach Formel 153:

$$H_5 = \frac{16 \,.\, 9}{360}\left[1 + \frac{1}{5{,}3}\left\{80 + 120 + 60\right\}\right] = 20 \text{ Meter},$$

und nach Formel (152) wenn man bedenkt, dass wegen $T < T_0$, also $(1+\alpha T)^2 < (1+\alpha T_0)^2$ die Schornsteinhöhe jedenfalls bedeutender als der Werth dieser Näherungsformel, also als 20 werden muss, und demnach

*) Zu Berechnung von $(1+\alpha\, t)$ kann die im Anhange aufgeführte Tabelle benutzt werden.

$$T \text{ circa} = 360\, e^{-0{,}0222\,.\,30} = 340^0,$$

$$(1+\alpha T)^2 = 5$$

wird:

$$H_5 = -\frac{1}{0{,}00222} \ln t \left\{ 1 - \frac{0{,}0022.16.9}{360} \left[1 + \tfrac{1}{5}(80+120+60) \right] \right\}$$

$$= \frac{1}{0{,}00222} \ln t \left\{ \frac{1}{0{,}9534} \right\} = 22{,}5 \text{ Meter.}$$

Hieraus sieht man, dass die Annäherungsformel, in welcher die Abkühlung für den gemauerten Schornstein $= 0$ angenommen wurde, für diesen besondern Fall, in welchem der Schornstein eine beträchtliche Wanddicke hat und von schlechtem wärmeleitenden Material ist, genügend genauen Werth liefert.

2tens. Unter denselben Annahmen, wie Beispiel 1, sollen die Dimensionen eines Schornsteines von Blech ermittelt werden.

Die Annäherungsformel liefert hier denselben Werth, den sie in Beispiel 1 gab, also:

$$H_5 = 20 \text{ Meter;}$$

in die genaue Formel aber müssen für B_5 und T andere Werthe eingeführt werden und zwar (siehe Seite 80)

$$w_5 = 7 \qquad B_5 = \frac{7\,.\,4\sqrt{Q}}{20\,.\,150\,.\,0{,}25} = 0{,}026$$

Mit diesen Werthen erhält man aus (152), wenn zunächst $H_5 = 30$ und

$$T = 360\, e^{-0{,}026\,.\,30} = 160,$$

$$(1+\alpha T)^2 = 2{,}5$$

angenommen wird:

$$H_5 = -\frac{1}{0{,}026} \ln t \left\{ 1 - \frac{0{,}026.9.16}{360} \left[1 + \frac{1}{2{,}5}(80+120+60) \right] \right\}$$

$$= -\frac{1}{0{,}026} \ln t \left\{ 1 - 1{,}092 \right\} = \text{imaginär;}$$

d. h. unter den gestellten Bedingungen, also bei Erreichung des verlangten Unempfindlichkeitsgrades und vorzüglich des Wirkungsgrades der Heizfläche, ist es gar nicht möglich mit einem Blechschornsteine die verlangte Zugwirkung für 150 Kilogramm Steinkohlen entstehen zu machen.

Die Formel liefert einen rationellen Werth, wenn die Temperatur T_1 grösser angenommen wird, oder was dasselbe sagen will, wenn man den Wirkungsgrad der Heizfläche und des Feuerraumes vermindert.

Da nun die Annäherungsformel einen ausführbaren und noch dazu verhältnissmässig sehr geringen Werth für H_5 giebt, so sieht man, zu welchen Verkehrtheiten dieselbe führen kann und wie vorsichtig man in der Wahl der beiden Formeln in manchen Fällen sein muss.

Zu bemerken ist hierbei noch, dass bei der Temperatur $T = 160$ der Ausströmungsquerschnitt Q kleiner wird, als er in Beispiel 1 sich ergab und als er zu Berechnung von $\mathfrak{A}, \mathfrak{B}, \frac{Q}{R}$ und B_5 angenommen wurde. Führt man indessen den richtigen Werth für Q ein und behält die Verhältnisse $\frac{Q}{q_4} = \frac{Q}{q_5} = 1$ bei, so verschwindet das Imaginäre dennoch nicht, wesshalb eine genauere Rechnung unterbleibt.

3[tens.] Nimmt man nun den Wirkungsgrad der Heizfläche $\eta = 0,5$ und, wegen dadurch entstehender Verminderung der Heizfläche und der Kessellänge, die Canallänge $L_4 = 20$ an, so wird:

$$T_1 = (1 - 0,5) \,.\, 1200 = 600,$$

und schätzt man vorläufig die Abkühlung so stark, dass $T = 400$ Grad ist, so ergiebt sich:

$$Q = \frac{20 \,.\, 150}{4000} \; \frac{1 + \alpha \,.\, 400}{3} = 0,61$$

$$d_4 = d_5 = \sqrt{Q} = 0,78$$

$$\mathfrak{A} = 0,025 \left[\frac{1}{0,78} (1 + \alpha \,.\, 900)^3 \,.\, 20 + \frac{1}{0,78} (1 + \alpha \,.\, 600)^3 \,.\, 40 \right] = 92$$

$$b\delta \left(\frac{Q}{R}\right)^2 = 9570 \left(\frac{0,61}{2}\right)^2 = 183$$

$$\mathfrak{B} = 60 \; ; \quad B_5 = \frac{7 \,.\, 4 \,.\, 0,78}{20 \,.\, 150 \,.\, 0,25} = 0,029,$$

und wenn man Formel (152) zunächst schreibt:

$$e^{-B_5 H_5} = 1 - \frac{16 V^2 B_5}{T_1 - \mathfrak{T}} \left[1 + \frac{1}{(1 + \alpha T)^2} \left\{ \mathfrak{A} + b\delta \left(\frac{Q}{R}\right)^2 + \mathfrak{B} \right\} \right]^{*)}$$

so erhält man:

$$e^{-B_5 H_5} = 1 - \frac{16 \,.\, 9 \,.\, 0,029}{600} \left[1 + \tfrac{1}{6} (92 + 183 + 60) \right] = 0,61$$

*) Die Formel (152) in dieser Gestalt vorläufig zu benutzen, um sich zu überzeugen, ob T richtig angenommen, vereinfacht die Rechnung.

Mit diesem Werthe würde

$$T = 600\, e^{-B_5 H_5} = 366$$

sein, so dass also die Abkühlung zu schwach angenommen wurde.

Nimmt man nun T = 380, so wird

$$Q = \frac{20 \,.\, 150}{400} \, \frac{1 + \alpha 380}{3} = 0{,}597$$

$$d_4 = d_5 = \sqrt{Q} = 0{,}717$$

$$\mathfrak{A} = 90 \qquad b\delta \left(\frac{Q}{R}\right)^2 = 160$$

$$\mathfrak{B} = 60 \qquad B_5 = 0{,}0282$$

und hiermit erhält man zunächst:

$$e^{-B_5 H_5} = 1 - \frac{16 \,.\, 9 \,.\, 0{,}0282}{600} \left[1 + \frac{1}{5{,}7}(90 + 160 + 60)\right] = 0{,}626$$

$$T = 600 \,.\, 0{,}626 = 375{,}6$$

welcher Werth mit dem angenommenen genau genug übereinstimmt.

Mit demselben wird schliesslich:

$$H_5 = \frac{1}{0{,}0282} \ln t \frac{1}{0{,}626} = 17 \text{ Meter.}$$

Aus diesem Resultate ist im Vergleich mit Beispiel 2 zu ersehen, dass, wie schon behauptet wurde, die verlangten 150 Kilogr. Steinkohlen in einer Feuerungsanlage von den gegebenen Querschnittsverhältnissen verbrannt werden können, wenn der Wirkungsgrad der Heizfläche kleiner als 0, 7 angenommen wird.

4^tens^. Soll unter den Bedingungen des Beispiel 3 die Ausströmungsgeschwindigkeit = 2 Meter sein und nimmt man die Abkühlung zunächst so stark an, dass T = 360 wird, so ergiebt sich:

$$Q = \frac{20 \,.\, 150}{4000} \, \frac{1 + \alpha \,.\, 360}{2} = 0{,}837$$

$$d_4 = d_5 = 0{,}91$$

$$\mathfrak{A} = 103 \qquad b\delta \left(\frac{Q}{R}\right)^2 = 382$$

$$\mathfrak{B} = 60 \qquad B_5 = 0{,}034$$

$$e^{-B_5 H_5} = 1 - \frac{16 \,.\, 4 \,.\, 0{,}034}{600} \left[1 + \frac{1}{5{,}3}(103 + 382 + 60)\right] = 0{,}638$$

$$T = 600 \,.\, 0{,}638 = 382{,}8$$

Es wurde also die Abkühlung zu stark angenommen. Setzt man nun $T = 383^0$, so wird:

$$Q = 0{,}9 \qquad d_4 = d_5 = 0{,}95$$

$$\mathfrak{A} = 110 \qquad b\delta\left(\frac{Q}{R}\right)^2 = 382$$

$$\mathfrak{B} = 60 \qquad B_5 = 0{,}0354$$

$$e^{-B_5H_5} = 1 - \frac{16 \,.\, 4 \,.\, 0{,}0354}{600}\left[1 + \frac{1}{5{,}76}(110 + 382 + 60)\right] = 0{,}638$$

$$T = 600 \,.\, 0{,}638 = 382{,}8$$

was sehr genau mit der Annahme übereinstimmt. Die Höhe findet sich hiernach zu:

$$H_5 = \frac{1}{0{,}0354} \ln t \frac{1}{0{,}638} = 12 \text{ Meter.}$$

Diese Beispiele zeigen, dass die Rechnung mit der genauen Formel eine keineswegs mühelose ist, dass aber die angenäherte Formel für dieselbe durchaus nicht substituirt werden kann, wenn es sich um die Höhenbestimmung eines Schornsteins von starkem Abkühlungsvermögen handelt. Es ist ferner aus dem Gange der Rechnung zu erkennen, dass die Temperatur beim Eintritt des Rauches in den Schornstein und demnach der Wirkungsgrad der Heizfläche sehr bedeutend die für eine bestimmte Zugwirkung erforderlichen Dimensionen des Schornsteines beeinflusst, dass aber auch die Widerstände in den Canälen und im Brennmaterial von nicht zu übersehender Mitwirkung sind.

5[tens.] Mit einem Calorifer sollen pro Stunde 400 Kilogr. Luft von 0 bis auf 300 Grad erwärmt werden, wenn derselbe eine Gegenstromheizfläche hat, die nutzbare Heizkraft des Brennmaterials (Steinkohle) = 5000 ist, die pro Kilogr. erforderliche, wirkliche Verbrennungsluftmenge zu 20 angenommen werden kann und der Wirkungsgrad der Heizfläche = 0,92 sein soll. Welche Dimensionen sind dem Schornstein zu geben, wenn die Abkühlung wegen sehr dicker Wandungen desselben vernachlässigt werden darf?

Zufolge dieser Forderungen, findet man die pro Stunde vom Calorifer abzugebende Wärmemenge zu 30000 Calorieen, die Heizfläche zu 7,5 □ Meter, die pro Stunde zu verbrennende Kohlenmenge zu 6,5 Kilogramm, und nimmt man nun den Durchmesser der Röhren, aus welchen der Calorifer zusammengesetzt ist (siehe Fig. 33) = 0,2 Meter und die Rostoberfläche zu 0,18 □ Meter, indem pro □ Meter ein Kohlenconsum von 50 Kilogrammen pro Stunde gerechnet wird, so ergiebt sich:

$$T_0 = \frac{5000}{20.0{,}25} = 1000 \qquad T_1 = (1-0{,}92)\,T_0 = 80$$

$$nAM = 20.6{,}5 = 130 \qquad L_4 = 15$$

$$d_4 = 0{,}2 \qquad q_4 = 0{,}03$$

Ferner sei:

$$H_4 = 0 \qquad \sin\nu_4 = 0$$

$$\sin\nu_5 = 0 \qquad \left(\frac{Q}{q_5}\right) = 1$$

und es mögen 4 doppelt-rechtwinkelige Abbiegungen in der Röhrenleitung des Calorifer vorkommen, in denen nach Schätzung die Temperaturen =

1000 500 300 100 Grad

seien, während Krümmungen und plötzliche Querschnittsänderungen nicht vorhanden sind, also

$$\varphi = 1;\ \frac{1}{q_n} - \frac{1}{q_m} = 0 \text{ und } \zeta_k = 0$$

ist. Es wird hiernach zunächst:

$$\mathfrak{A}_{\prime\prime} = 0{,}025\ \frac{1}{0{,}2}\ \frac{1}{(0{,}03)^2}\ (1+\alpha.540)^3.\,15 = 54158$$

$$b\delta\ \frac{1}{R^2} = 330\ (1+\alpha.500)^3 \left(\frac{1}{0{,}18}\right)^2.\ 0{,}1 = 22500$$

$$\mathfrak{B}_{\prime\prime} = \left(\frac{1}{0{,}03}\right)^2 \Big\{ (1+\alpha.\ 1000)^2 + (1+\alpha.\ 500)^2 + (1+\alpha.300)^2 + (1+\alpha\ .\ 100)^2 \Big\} = 40000,$$

und setzt man diese Werthe in Formel 154 ein, so erhält man vorläufig, wegen $\mathfrak{C} = 0$,

$$H_5 = \frac{16.V^2}{80}\left[1 + 0{,}025\ \frac{1}{d_5}\ (1+\alpha T_1)L_5\right] + \frac{1}{80}\left(\frac{130}{1000}\right)^2 \Big\{ 54158 + 22500 + 40000 \Big\}$$

$$= \frac{V^2}{5}\left[1 + 0{,}025\ \frac{1}{d_5}\ (1+\alpha T_1)L_5\right] + 24{,}6.$$

Nimmt man nun zunächst an, der Rauch solle mit einer Geschwindigkeit von 2 Metern dem Schornsteine entströmen, so ergiebt sich:

$$Q = \frac{130}{4000}\ \frac{1+\alpha.\,80}{2} = 0{,}02 \ \square \text{ Meter}$$

$$d_5 = \sqrt{Q} = 0{,}16 \text{ Meter}$$

und indem man $L_5 = 30$ annimmt:

$$H_5 = \frac{4}{5}\left[1 + 0{,}025 \;\frac{1}{0{,}16}\,(1 + \alpha.80)\,.\,30\right] + 24{,}6$$
$$= 31{,}8 \text{ Meter.}$$

Soll die Ausströmungsgeschwindigkeit $= 0{,}5$ Meter betragen, so erhält man:

$$Q = \frac{130}{4000}\,\frac{1+\alpha.80}{0{,}5} = 0{,}08$$

$$d_5 = \sqrt{Q} = 0{,}33$$

$$H_5 = \frac{0{,}25}{5}\left[1+0{,}025(1+\alpha.80)\,\frac{1}{0{,}33}\,.\,30\right] + 24{,}6$$
$$= 24{,}84 \text{ Meter.}$$

Aus diesem Beispiele ist zu erkennen, dass eine Vermehrung der Ausströmungsgeschwindigkeit unter Umständen einen nur geringen Einfluss auf die Höhe des Schornsteines ausübt und zwar dann, wenn die Widerstände im Brennmaterial und im Erwärmungsraume bedeutend sind; man wird ferner sehen, dass bloss um den Widerständen, welche durch die sehr engen Röhren, aus denen der Calorifer besteht, hervorgerufen werden, entgegenzuwirken und sie zu überwinden eine Schornsteinhöhe von 24,6 Metern nöthig ist. — Ein Schornstein von diesen hier berechneten Dimensionen würde übrigens nicht ausgeführt werden, sondern man würde entweder die Querschnittsdimensionen des Calorifers vergrössern und dadurch die Widerstände vermindern, oder den Wirkungsgrad geringer, also die Temperatur T_1 höher annehmen, um dadurch kleinere Dimensionen für den Schornstein zu erhalten.

Minimalhöhe der Schornsteine. — Wie Beispiel 5 zeigt, kann man die Höhe eines Schornsteins als aus zwei Theilen bestehend zusammengesetzt denken, nämlich aus dem Theile, welcher zu Ueberwindung der in der Feuerungsanlage vorkommenden Widerstände nöthig ist, und demjenigen, welcher zu Bewegung des Rauches durch den Schornstein selbst angeordnet werden muss. Der 1ste dieser Theile wird hier die Minimalhöhe genannt und zwar deshalb, weil er zu Hervorbringung einer bestimmten Zugwirkung in einer Feuerungsanlage von gegebenen Dimensionen mindestens nothwendig ist, man mag den Schornstein eng oder weit, man mag ihn herstellen, dass die Widerstände in demselben gross oder klein, dass die Ausströmungsgeschwindigkeit bedeutend oder gering ist.

Drückt man in Gleichung 154 die Geschwindigkeit V durch den Werth:

$$V = \frac{nAM}{4000} \frac{1+\alpha T_1}{Q}$$

aus, so dass sie zu:

$$H_5 = \frac{(1+\alpha T_1)^2}{T_1 - \mathfrak{T}} \left(\frac{nAM}{1000}\right)^2 \frac{1}{Q^2}\left[1+0{,}025 \frac{l}{d_5} \left(\frac{Q}{q_5}\right)^2 (1+\alpha T_1) L_5\right]$$
$$+ \frac{1}{T_1 - \mathfrak{T}}\left(\frac{nAM}{1000}\right)^2 \left\{\mathfrak{A}_{''} + \frac{b\delta}{R^2} + \mathfrak{B}_{''}\right\} - \frac{\mathfrak{C}}{T_1 - \mathfrak{T}}$$

wird, so ist zu ersehen, dass für $\frac{Q}{q_5} = 1$, d.h. für den Fall, in welchem der Schornstein gleiche Weite mit der Ausströmungsöffnung hat, die Widerstände im Schornsteine erst verschwinden, wenn man den Querschnitt desselben unendlich gross macht, und dass daher der erwähnte zweite Theil des Schornsteins erst für diese Grösse des Querschnitts sich annulliren würde. Setzt man aber diesen Werth in Gleichung 154, welche durch H_5 die Summe der beiden erwähnten Theile berechnet, so wird man offenbar die Grösse des 1sten Theiles, also die Grösse der Minimalhöhe allein erhalten, und demnach ist:

$$H_{min} = \frac{1}{T_1 - \mathfrak{T}}\left(\frac{nAM}{1000}\right)^2 \left\{\mathfrak{A}_{''} + \frac{b\delta}{R^2} + \mathfrak{B}_{''}\right\} - \frac{\mathfrak{C}}{T_1 - \mathfrak{T}} \quad \ldots\ldots 156$$

Diese Formel ist indessen nur für Schornsteine gültig, in denen sich der Rauch gar nicht, oder doch nur wenig abkühlt. Wollte man in ähnlicher Weise aus Formel 155 die Minimalhöhe von Schornsteinen mit starker Abkühlung bestimmen, so würde man wegen Transcendenz jener Formel auf unverhältnissmässige Schwierigkeiten stossen und Endformeln erhalten, deren Lösung ausserordentlich verwickelte Rechnungsoperationen nöthig machte. Aus diesem Grunde unterbleibt eine weiterführende Untersuchung um so mehr, weil sie in nur seltenen Fällen von Nutzen sein würde.

Aus Formel 156 ist zu erkennen, dass die Minimalhöhe, wenn $\mathfrak{C}=0$ ist, den Widerständen in der Feuerungsanlage direct und dem Temperaturüberschusse der abziehenden Verbrennungsproducte über die atmosphärische Luft umgekehrt proportional ist. Die Minimalhöhe wächst also sehr bedeutend mit abnehmender Temperatur der in den Schornstein tretenden Gase, oder was dasselbe ist, mit zunehmendem Wirkungsgrade.

Verlangte man z. Ex. unter den Bedingungen des 5ten Beispieles, in welchem $H_{min} = 24{,}6$ sich ergab, einen Wirkungsgrad von nur 0,6, so würde

$$T_1 = (1-0{,}6) \,.\, 1200 = 480$$

und demnach

$$H_{min} = \frac{80}{480}\, 24{,}6 = 6{,}1 \text{ Meter.}$$

Die Höhe, welche der Schornstein haben müsste, wenn gar keine Widerstände in den Canälen zu überwinden wären, also die sogenannte theoretische Höhe ist gegen diese Minimalhöhe in den meisten Fällen verschwindend klein. Nach dem 5ten Beispiele beträgt sie z. Ex., selbst wenn die Widerstände im Schornsteine mit in Rechnung gezogen werden:

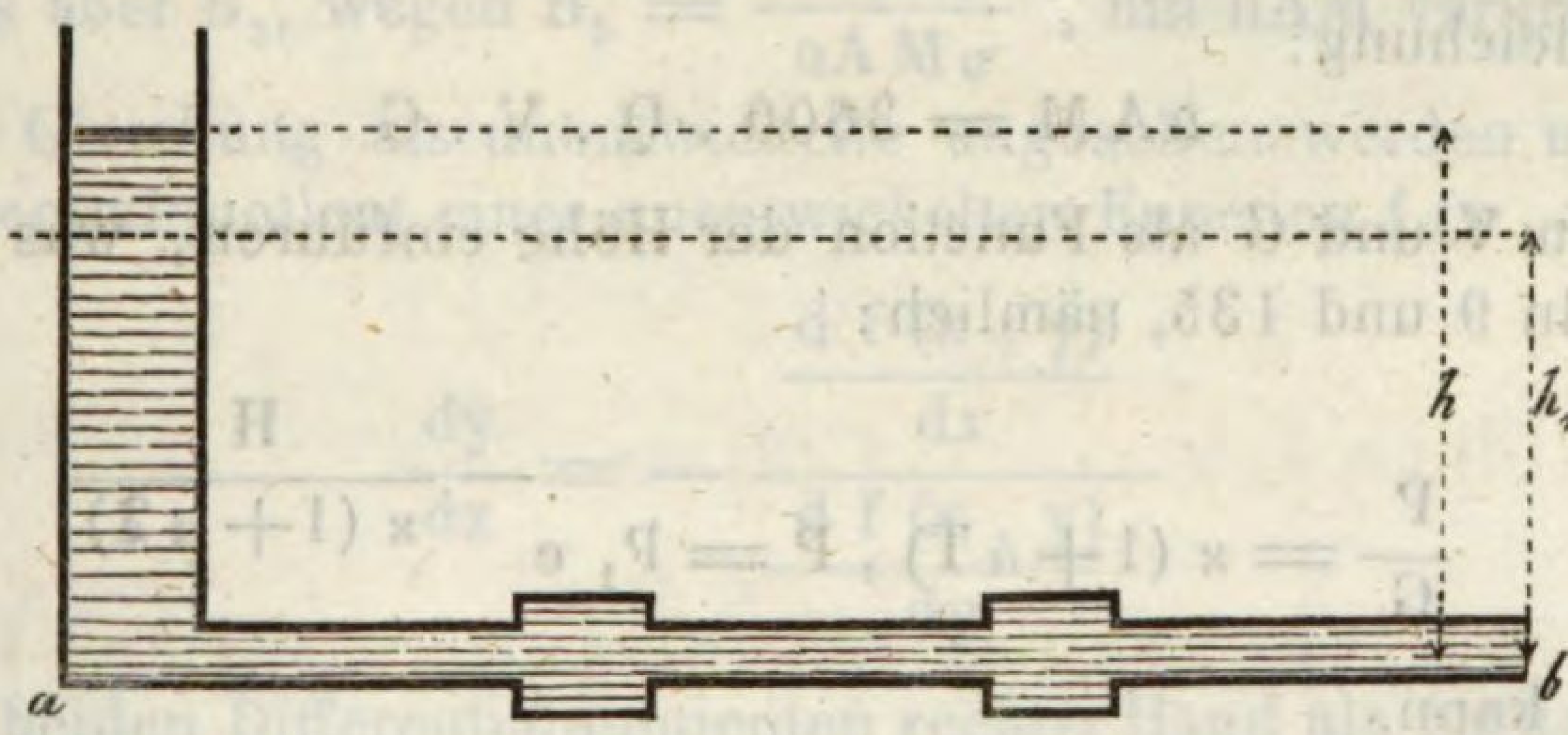
$$\text{für } V = 2 \;\ldots\ldots\; \frac{7{,}2}{31{,}8}$$

$$\text{für } V = 0{,}5 \;\ldots\ldots\; \frac{0{,}24}{24{,}84}$$

von der Gesammt-, also von der wirklich erforderlichen, mit Berücksichtigung aller Widerstände sich ergebenden Höhe.

Dass zu Erzeugung einer verlangten Zugwirkung in der That die besprochene Minimalhöhe erforderlich ist und dieselbe nicht etwa durch Erweiterung des Schornsteines vermindert werden kann, davon verschafft man sich eine deutlichere Anschauung, wenn man an die Wassersäulenhöhe denkt, die zu Ueberwindung der Widerstände einer Röhrenleitung angeordnet werden muss.

Fig. 30.



Soll eine Röhrenleitung *a b* eine gewisse Wasserquantität in vorgeschriebener Zeit abführen, so muss an der Einmündung ein Druck ausgeübt werden, welcher gross genug ist, um die Widerstände zu überwinden und dem fliessenden Wasser die erforderliche Geschwindigkeit zu ertheilen. Wird nun dieser Druck durch das Wassergewicht, also durch eine im aufsteigenden Rohre befindliche Wassersäule erzeugt, so muss die Höhe dieser Säule ein bestimmtes Maass h_m haben, welches man nicht durch Erweiterung des Druckrohres vermindern könnte.

Maximalhöhe der Schornsteine. — Wenn der Rauch sich nicht abkühlte und wenn keine Reibungswiderstände vorhanden wären, so würde die Ausströmungsgeschwindigkeit und die Zugwirkung, d. h. die Luftmenge, welche der Schornstein pro Stunde abzuführen vermag, mit

der Höhe desselben beständig zunehmen. Da aber die genannten Widerstände sowohl als die Abkühlung mit wachsender Höhe stärker werden, so ist es möglich, dass die durch vergrösserte Höhe ohne Einfluss jener Widerstände etc. entstehende Vermehrung der Geschwindigkeit durch den wirklich statthabenden Einfluss derselben vernichtet wird, und dass demnach ein Maximalwerth für die Schornsteinhöhe existirt, über welchen hinaus eine wirklich eintretende Vermehrung der Zugwirkung nicht erfolgt.

Liegt nun dieser Maximalwerth innerhalb der Grenzen der Ausführbarkeit, so ist es wichtig, denselben zu kennen, denn wenn nicht gerade verlangt wird, der Rauch solle wegen Erreichung eines gewissen Unempfindlichkeitsgrades, oder aus anderen Gründen eine Geschwindigkeit annehmen, die nur durch eine über dem Maximalwerthe liegende Höhe erlangt werden kann, so wäre es offenbar unnütz und unvortheilhaft, den Schornstein höher aufzuführen, als der Maximalwerth es angiebt.

Die Frage, welches dieser Maximalwerth für die Höhe eines Schornsteins von gegebenen Querschnittsdimensionen sei, kann durch Bestimmung des 1[sten] Differentialquotienten der Gleichung für die Zugwirkung in Bezug auf die Höhe und durch Nullsetzen desselben beantwortet werden.

Um diese Rechnungsoperation vorzunehmen, muss man in die Zugwirkungsgleichung:

$$nAM = 3600 \,.\, Q \,.\, V \,.\, G$$

die Grössen V und G als Function der Höhe einführen, was mit Hülfe der Formeln 9 und 135, nämlich:

$$\frac{P}{G} = \varkappa\,(1 + \alpha T)\,,\; P = P_1\, e^{-\frac{H}{\varkappa\,(1+\alpha\mathfrak{T})}}$$

geschehen kann.

Schreibt man der Kürze wegen:

$$0{,}025\,\frac{1}{d_5}\left(\frac{Q}{q_5}\right)^2 (1+\alpha T_1)^3 = \mathfrak{a},$$

$$0{,}025\left[\frac{1}{d_1}\left(\frac{Q}{q_1}\right)^2 (1+\alpha\mathfrak{T}_{,})^3 L_1 + \frac{1}{d_4}\left(\frac{Q}{q_4}\right)^2 (1+\alpha t_r)^3 L_4\right] = \mathfrak{A}_{,},$$

$$\Sigma(1+\alpha t_r)^2\left(\frac{Q}{q_n}-\frac{Q}{q_m}\right)^2 + \Sigma\left(\frac{1}{\varphi}-1\right)^2\left(\frac{Q}{q_q}\right)^2 (1+\alpha t_q)^2 +$$

$$\Sigma\zeta_a(1+\alpha t_a)^2\left(\frac{Q}{q_a}\right)^2 + \Sigma\zeta_k(1+\alpha t_k)^2\left(\frac{Q}{q_k}\right)^2 = \mathfrak{B},$$

$$\mathfrak{A}_{,} + b\,\delta\left(\frac{Q}{R}\right)^2 + \mathfrak{B} = \mathfrak{D}$$

und nimmt die äussere Temperatur $\mathfrak{T} = 0$, wie die Neigungen ν_1 und $\nu_4 = 0$, so wird:

$$nAM = 900Q\,\frac{P_1}{\varkappa}\sqrt{\frac{T_1}{B_5}}\,.\,e^{-\frac{H}{\varkappa}}\sqrt{\frac{\left[1 - e^{-B_5 H}\right]}{\left(1 + \alpha T_1\,e^{-B_5 H}\right)^2 + \mathfrak{a} H + \mathfrak{D}}} \quad \ldots 157$$

Auch aus dieser Gleichung erkennt man, dass für die Höhe des Schornsteins ein Maximalwerth existirt und dass ohne Berücksichtigung der Reibungswiderstände und der Abkühlung, also für $\mathfrak{a} = 0$ und $T_1\,e^{-B_5 H} = T_1$ die Zugwirkung bis ins Unendliche mit der Höhe zunimmt, wenn allerdings gleichzeitig auch die Spannungsänderung in der Atmosphäre vernachlässigt, also $e^{-\frac{H}{\varkappa}} = 1$ gesetzt werden darf.

Bei Bestimmung des 1sten Differentialquotienten der Gleichung 157 ist nun zu beachten, dass in derselben Q, $\frac{P_1}{\varkappa}$, T_1, $\mathfrak{a}$ und $\mathfrak{D}$ constant sind, dass aber B_5, wegen $B_5 = \frac{w_5\,u_5}{nAM\sigma}$, mit nAM variirt und demnach jene Gleichung als unentwickelte angesehen werden muss. Der 1ste Differentialquotient einer unentwickelten Function f (x , y) ist aber:

$$\frac{dy}{dx} = -\frac{\frac{d\,f\,(x\,,\,y)}{dx}}{\frac{d\,f\,(x\,,\,y)}{dy}}$$

wenn die beiden Differentialquotienten rechter Hand als partielle gelten; oder man hat:

$$\frac{d\,f\,(x\,,\,y)}{dx} + \frac{d\,f\,(x\,,\,y)}{dy}\,\frac{dy}{dx} = 0\,,$$

und da nun für das Maximum $\frac{dy}{dx} = 0$ wird, so braucht man für vorliegenden Zweck nur die Gleichung:

$$\frac{d\,f\,(x\,,\,y)}{dx} = 0$$

herzustellen, also 157 nur partiell nach x zu differentiiren.

Da es ferner nur um denjenigen Werth dieses partiellen Differentialquotienten sich handelt, welcher denselben zu Null macht, so kann man schreiben:

$$\frac{d\,(nAM)}{dH} = \frac{1}{2\,.\,nAM}\left[900\,.\,Q\,\frac{P_1}{\varkappa}\sqrt{\frac{T_1}{B_5}}\right]^2 \times$$

$$d\left\{e^{-2\frac{H}{\varkappa}}\,\frac{1-e^{-B_5 H}}{\left(1+\alpha T_1\,e^{-B_5 H}\right)^2+\mathfrak{a}H+\mathfrak{D}}\right\}$$

und den vor dem Multiplicationszeichen stehenden Factor gleich von vorn herein unterdrücken.

Setzt man alsdann der Kürze wegen:

$$e^{-2\frac{H}{\varkappa}} = f\,(H)\,,\quad \left[1-e^{-B_5 H}\right] = \varphi\,(H)$$

$$\left(1+\alpha T_1\,e^{-B_5 H}\right)^2 + \mathfrak{a}H + \mathfrak{D} = \psi\,(H)$$

so wird:

$$\frac{d\,(nAM)}{dH} = \frac{\psi\,(H)\,[f\,(H)\,\varphi'\,(H) + \varphi\,(H)\,f'\,(H)] - f\,(H)\,\varphi\,(H)\,\psi'\,(H)}{[\psi\,(H)]^2}$$

und hieraus erkennt man, dass dem Nullwerthe des 1sten Differentialquotienten die Bedingung:

$$\psi\,(H)\,[f\,(H)\,\varphi'\,(H) + \varphi\,(H)\,f'\,(H)] = f\,(H)\,\varphi\,(H)\,\psi'\,(H)$$

anhaftet. Da nun hierin:

$$\varphi'\,(H) = B_5\,e^{-B_5 H}\,,\quad f'\,(H) = -\frac{2}{\varkappa}\,e^{-2\frac{H}{\varkappa}}\,,$$

$$\psi'\,(H) = \mathfrak{a} - 2\,B_5\,\alpha\,T_1\,e^{-B_5 H}\left(1+\alpha T_1\,e^{-B_5 H}\right)$$

ist, so erhält man:

$$\left\{\left(1+\alpha T_1\,e^{-B_5 H}\right)^2 + \mathfrak{a}H + \mathfrak{D}\right\}\left\{B_5\,e^{-B_5 H} - \left(1-e^{-B_5 H}\right)\frac{2}{\varkappa}\right\}$$

$$= \left(1-e^{-B_5 H}\right)\left\{\mathfrak{a} - 2\,B_5\,\alpha\,T_1\,e^{-B_5 H}\left(1+\alpha T_1\,e^{-B_5 H}\right)\right\} \quad \ldots 158$$

als Gleichung für den Maximalwerth.

Da diese Gleichung nicht weiter aufgelöst und nicht etwa durch Umwandlung von $e^{-B_5 H_5}$ in eine Reihe und Unterdrückung der höheren Potenzen derselben vereinfacht werden kann, weil B_5 H nicht in allen Fällen genügend klein ist, und da demnach der Maximalwerth durch ein mühsames Probiren aus ihr und aus 157 ermittelt werden müsste, so sieht man zu untersuchen sich gedrungen, ob nicht durch

zulässige, in die Ausgangspunkte der Rechnung eingeführte Annäherungsannahmen einfachere Endformeln erhalten werden können. Eine überschlägige, numerische Behandlung zeigt, dass die Genauigkeit des Endresultates nicht sehr behelligt wird, wenn man in Gleichung 157 die höheren Potenzen von $\frac{H}{\varkappa}$ in der Reihe

$$e^{-\frac{H}{\varkappa}} = 1 - \frac{H}{\varkappa} + \tfrac{1}{2}\left(\frac{H}{\varkappa}\right)^2 - \tfrac{1}{6}\left(\frac{H}{\varkappa}\right)^3 \ldots\ldots$$

unterdrückt und

$$1 + \alpha T_1 e^{-B_5 H} = 1 + \alpha T_1$$

setzt. Schreibt man alsdann der Kürze halber

$$nAM = y \quad , \quad B_5 = \frac{w_5 u_5}{n A M \sigma} = \frac{c}{y} \text{, also}$$

$$\frac{w_5 u_5}{\sigma} = c \quad , \quad \left(900\, Q \frac{P_1}{\varkappa}\right)^2 \frac{T_1}{c} = E$$

$$(1 + \alpha T_1) + \mathfrak{D} = \mathfrak{E},$$

so wird aus Gleichung 157

$$y = E\left(1 - 2\frac{H}{\varkappa}\right) \frac{1 - e^{-c\frac{H}{y}}}{\mathfrak{a} H + \mathfrak{E}}$$

und das partielle Differential:

$$\frac{dy}{dH} = \frac{E}{(\mathfrak{a}H + \mathfrak{E})^2}\left\{(\mathfrak{a}H + \mathfrak{E})\left[\left(1 - 2\frac{H}{\varkappa}\right)\frac{c}{y} e^{-c\frac{H}{y}} - \left(1 - e^{-c\frac{H}{y}}\right)\frac{2}{\varkappa}\right] - \left(1 - 2\frac{H}{\varkappa}\right)\left(1 - e^{-c\frac{H}{y}}\right)\mathfrak{a}\right\}$$

Setzt man diesen Differentialquotienten = Null, so erhält man nach einigen Umformungen als einfachere Gleichung für die Maximalwerthbestimmung:

$$c\,(\mathfrak{a}H + \mathfrak{E})\left(1 - \frac{2}{\varkappa} H\right) - y\left(\mathfrak{a} + \frac{2}{\varkappa}\mathfrak{E}\right)\left(e^{c\frac{H}{y}} - 1\right) = 0 \;\ldots\; 159.$$

Da hieraus y nicht zu eliminiren ist, so muss auch hier der Werth von H durch Probiren aus dieser und aus Gleichung 157 ermittelt werden, und zu dem Ende schreibt man 157 am zweckmässigsten:

$$y(\mathfrak{a}H+\mathfrak{C})\,e^{c\frac{H}{y}}-E\left(1-\frac{2}{\varkappa}H\right)\left(e^{c\frac{H}{y}}-1\right)=0 \quad . . 160.$$

Ein Vergleich dieser beiden Gleichungen (159, 160) zeigt, dass die der Maximal-Zugwirkung entsprechende Höhe, oder kurz die Maximalhöhe wesentlich von den Widerständen abhängt, welche die Bewegung der Verbrennungsproducte im Brennmaterial und im Erwärmungsraume erleidet und ferner, was schon a priori zu erkennen war, von der Grösse des in c enthaltenen Wärmeüberführungscoefficienten.

Es ist also die Maximalhöhe aller gleich weiten Schornsteine, selbst wenn der Rauch mit gleich hoher Temperatur in dieselben eintritt und gleiche Abkühlungscoefficienten für dieselben gelten, nicht eine constante Grösse, sondern sie variirt mit der Beschaffenheit der Feuerungsanlage, welcher der in Rede kommende Schornstein angehört.

Um zu zeigen, in welcher Gegend die Maximalhöhe einiger Schornsteine von mittel üblicher Construction liegt, dienen folgende Beispiele.

1stens. Für die im Beispiel 1 (Seite 170) behandelte Feuerungsanlage ist:

$$\mathfrak{D}=\mathfrak{A}_{\prime}+b\,\delta\left(\frac{Q}{R}\right)^2+\mathfrak{B}=61+120+60=241$$

$$\mathfrak{C}=(1+\alpha T_1)^2+\mathfrak{D}=245$$

$$\mathfrak{a}=0{,}025\,\frac{1}{d_5}\left(\frac{Q}{q_5}\right)^2(1+\alpha T_1)^3=0{,}428$$

$$c=\frac{0{,}6\,.\,4\,.\,\sqrt{Q}}{\sigma}=6{,}72$$

$$\frac{P_1}{\varkappa}=1{,}2$$

$$\frac{2}{\varkappa}=0{,}00025 \text{ (Gleich. 10)}$$

$$E=\left(900\,Q\,\frac{P_1}{\varkappa}\right)^2\frac{T_1}{c}=16157143$$

Für diese Werthe sind:

$$y=9000 \text{ und } H=700$$

(angenähert) zwei den beiden Gleichungen (159, 160) gemeinschaftliche Wurzeln;*) es würde also für diese Feuerungsanlage ein circa

*) Um die Mühe des Probirens zu mässigen kann man die Horner'sche und Spitzer-Scheffler'sche Methode benutzen. (Auflösung der algebraischen und transcendenten Gleichungen etc. von Dr. H. Scheffler, Braunschweig 1859.)

700 Meter hoher Schornstein das grösste Rauchquantum abführen und zwar ein Quantum von

9000 Kilogr. pro Stunde

oder auch, der Schornstein von 700 Metern würde jener Feuerungsanlage ein Luftquantum zuführen können, welches wegen $nA = 20$ eine Kohlenmenge

$$M = \frac{9000}{20} = 450 \text{ Kilogr. pro Stunde}$$

zu verbrennen im Stande wäre.

Da nun eine Schornsteinhöhe von 700 Metern oder 2230 Fuss preuss. ausser den Grenzen der Ausführbarkeit liegt, so kann man behaupten, dass für Feuerungsanlagen von der in Rede stehenden Beschaffenheit die Zugwirkung um so grösser wird, je höher man den Schornstein baut, und dass zweitens, der Schornstein möge so hoch aufgeführt werden, als nur möglich, bei dem gegebenen Querschnitte desselben höchstens 450 Kilogr. Kohlen pro Stunde in der Feuerungsanlage verbrannt werden können.

2^tens^. Es werde angenommen, der Rost liege unmittelbar am Fusse des Schornsteins, so dass also nur die Widerstände im Brennmaterial und im Schornsteine zur Geltung kommen, aber auch die Verbrennungsproducte mit einer dem nutzbaren pyrometrischen Effecte gleichkommenden Temperatur in den Schornstein treten.

Alsdann ist:

$$\mathfrak{A}' = 0 \text{ und } \mathfrak{B} = 0, \text{ also}$$

$$\mathfrak{D} = b\delta\left(\frac{Q}{R}\right)^2 = 120$$

$$T_1 = 1200$$

$$\mathfrak{E} = (1 + \alpha T_1)^2 + \mathfrak{D} = 140 \text{ (circa)}$$

$$\mathfrak{a} = 0{,}025 \frac{1}{d_5}\left(\frac{Q}{q_5}\right)^2 (1 + \alpha T_1)^3 = 6{,}564$$

$$c = \frac{w_5 \cdot 4 \cdot \sqrt{Q}}{0{,}25} = 6{,}72$$

$$E = 53318572$$

und mit diesen Werthen sind:

$$g = 6400 \quad , \quad H = 150$$

Wurzeln, die den Gleichungen (159, 160) gemeinsam gehören, also Werthe, welche die Maximalzugwirkung und die Maximalhöhe angeben.

Vergleicht man diese Werthe mit denen des 1^sten^ Falles, so ist befremdend, dass die hier gefundene Zugwirkung geringer ausfällt als jene, während doch bei gleichen Querschnittsdimensionen der Schornsteine im letzten Falle gar keine Widerstände vor Eintritt in den Schornstein zu überwinden sind. Verfolgt man aber die numerische Rech-

nung, so findet sich für diese anscheinende Anomalie Erklärung in der hohen Temperatur T_1 und dem daraus hervorgehenden, bedeutend vermehrten Reibungswiderstande $\mathfrak{a}$, wie sehr verminderten Dichtigkeitsgrade.

Auch hier ist die berechnete Maximalhöhe von 150 Metern oder 478 Fuss preuss. so bedeutend, dass die sub 1 angeführten Behauptungen auch für Feuerungsanlagen von der sub 2 besprochenen Beschaffenheit gelten. Da nun diese letztern eine geringere Maximalhöhe für den Schornstein haben, als alle anderen, die wegen Vorhandenseins eines Erwärmungsraumes die Verbrennungsgase mit geringerer Temperatur, als der sub 2 in Rechnung gezogenen in den Schornstein führen, so kann behauptet werden, dass alle Schornsteine, welche circa 0,5 □Meter Querschnitt, einen Abkühlungscoefficienten von 0,6 haben und welche Steinkohlen von circa 6000 Heizeffect mit dem doppelten theoretischen Luftquantum zu verbrennen bestimmt sind, eine über den Grenzen der Ausführbarkeit gelegene Maximalhöhe haben und dass dieselben also kurz gesprochen, um so mehr Steinkohlen verbrennen, je höher man sie aufführt.

Hierbei kann noch erwähnt werden, dass die Ventilirungsessen wohl die Form der sub 2 besprochenen Feuerungsanlagen tragen, d. h. aus einem einfachen Schornsteine bestehen, welcher unmittelbar an seinem Fusse den Rost aufnimmt, dass dieselben aber nicht den Zweck haben, möglichst viel Brennmaterial zu verbrennen, sondern vielmehr mit möglichst wenig Brennmaterial viel Luft abzuführen und dass daher in diesen Essen die Temperatur T_1 viel geringer ist, und also ganz andere Verhältnisse bei ihnen auftreten.

3tens. Für einen Blechschornstein von den Querschnittsdimensionen und von der Beschaffenheit des in Beispiel 2 (Seite 172) besprochenen kann man setzen:

$$\mathfrak{D} = \mathfrak{A}' + b\,\delta \left(\frac{Q}{R}\right)^2 + \mathfrak{B} = 61 + 120 + 60 = 281$$

$$\mathfrak{E} = (1 + \alpha T_1)^2 + \mathfrak{D} = 245$$

$$\mathfrak{a} = 0{,}025 \,\frac{1}{d_5} \left(\frac{Q}{q_5}\right)^2 (1 + \alpha T_1)^3 = 0{,}428$$

$$w_5 = 6{,}2 \text{ (siehe Seite 80)}$$

$$c = \frac{w_5 \,.\, 4 \,.\, \sqrt{Q}}{\sigma} = 70$$

$$E = \left(900\, Q \,\frac{P_1}{\varkappa}\right)^2 \frac{T_1}{c} = 1512500$$

$$\mathfrak{a} + \frac{2}{\varkappa}\,\mathfrak{E} = 0{,}5$$

und mit Einführung dieser Werthe erhält man:

$$y = 3900 \quad , H = 150$$

als Wurzeln der Gleichungen (159, 160), so dass also ein solcher Schornstein bei 150 Meter Höhe die grösste Kohlenmenge verbrennt und zwar:

$$M = \frac{3900}{20} = 195 \text{ Kilogr. pro Stunde.}$$

Aus Beispiel 2 (Seite 172) ergab sich, dass es unmöglich sei, mit einem Blechschornsteine von der hier behandelten Beschaffenheit in der Stunde 150 Kilogr. Steinkohlen bei einer Rauchausströmungsgeschwindigkeit von 3 Metern zu verbrennen. Dieses Rechnungsergebniss wird durch die hier gefundenen Zahlenresultate bestätigt.

Berechnet man nämlich mit den hier gefundenen Werthen für y und H die Ausströmungsgeschwindigkeit V nach Formel 150, nachdem man darin

$$T = T_1 \, e^{-c\frac{H}{g}} = 360 \, . \, e^{-70\frac{150}{3900}} = 140$$

gesetzt hat, so ergiebt sich, wegen $B_5 = \frac{c}{y}$ und

$$\mathfrak{A} + b\delta\left(\frac{Q}{R}\right)^2 + \mathfrak{B} = \mathfrak{a}\,H + \mathfrak{A}' + b\,\delta\left(\frac{Q}{R}\right)^2 + \mathfrak{B} = \mathfrak{a}\,H + \mathfrak{D}$$

$$V = 0{,}25\sqrt{\frac{\frac{360 \, . \, 3900}{70}\left(1 - e^{-70\frac{150}{3900}}\right)}{1 + \frac{1}{2{,}25}\left\{0{,}428 \, . \, 150 + 241\right\}}} = 1{,}8 \text{ Meter.}$$

also ein, der Maximal-Zugwirkung angehörender Werth für die Ausströmungsgeschwindigkeit, der unter 3 Meter liegt. Nun ist dieses Resultat zwar noch nicht vollständig beweiskräftig, da bei dieser Maximalleistung 195 Kilogr. Steinkohlen verbrannt werden, während Beispiel 2 ein Consum von nur 150 Kilogr. verlangt und es daher noch immer denkbar wäre durch ein, wenn auch die Zugwirkung bis auf 150 Kilogr., verminderndes Höherführen des Schornsteins über 150 Meter die Geschwindigkeit V zu vergrössern; aber man erkennt aus den hier gewonnenen Zahlen schon ohne noch weitere Rechnung, dass bei derjenigen Schornsteinhöhe, welche den Verbrennungsproducten die Geschwindigkeit 3 ertheilen könnte, weit weniger als 150 Kilogr. verbrannt werden würden.

4^{tens}. Wenn der Rost unmittelbar am Fusse eines Blechschornsteines liegt, wie im Fall 2, so hat man

$$\mathfrak{A}' = 0$$
$$\mathfrak{B} = 0$$
$$\mathfrak{D} = b\,\delta\left(\frac{Q}{R}\right)^2 = 120$$

$$T_1 = 1200$$

$$\mathfrak{C} = (1 + \alpha T_1)^2 + \mathfrak{D} = 140$$

$$\mathfrak{a} = 0{,}025 \frac{1}{d_5} \left(\frac{Q}{q_5}\right)^2 (1 + \alpha T_1)^3 = 6{,}564$$

$$c = \frac{w_5 \, . \, 4 \, . \, \sqrt{Q}}{\sigma} = \frac{6{,}2 \, . \, 4 \, . \, 0{,}7}{0{,}25} = 70$$

$$E = \left(900 \, . \, Q \, . \, \frac{P_1}{\varkappa}\right)^2 \frac{1200}{70} = 4999000$$

und hiermit sind zwei den Gleichungen (159, 160) gemeinsame Wurzeln:

$$y = 5000 \quad , \quad H = 50$$

Führt man diese Werthe in die genaue Formel 158, so wird dieselbe:

$$= \left\{\left(1 + \frac{1{,}3}{2}\right)^2 + 448\right\} \left\{\frac{70}{5000} \, . \, \tfrac{1}{2} - \tfrac{1}{2} \, . \, 0{,}000025\right\} -$$

$$\tfrac{1}{2}\left\{6{,}564 - 2 \, . \, \frac{70}{5000} \, . \, 1{,}3 \, . \, \tfrac{1}{2}\left(1 + \frac{1{,}3}{2}\right)\right\} = 3{,}15 - 3{,}267$$

woraus zu ersehen ist, dass die genaue und angenäherte Formel befriedigend gleichlautende Werthe liefern.

Die Maximalhöhe, welche der hier behandelte Schornstein hat, nämlich 50 Meter, oder 160 Fuss, liegt, wenngleich eine derartige Höhe nicht leicht hergestellt werden wird, noch innerhalb der Grenzen der Ausführbarkeit, und daher kann man für Blechschornsteine nicht allgemein behaupten, dass ihre Zugwirkung beständig mit wachsender Höhe zunehme, sondern muss es für möglich erklären, dass ein Blechschornstein zu hoch, d. h. so hoch hergestellt werden könne, um bei dieser Höhe eine geringere Zugwirkung zu liefern, als bei mässigerer.

Entgegengesetzt von dem Resultate, welches für gemauerte Schornsteine gefunden wurde, ergiebt sich bei den beiden untersuchten Blechschornsteinen eine grössere Zugwirkung, wenn die Verbrennungsproducte unmittelbar in den Schornstein treten, als wenn sie vorher im Erwärmungsraume abgekühlt werden und Widerstände darin zu überwinden haben. Der Grund hiervon ist in dem Umstande zu suchen, dass bei der verhältnissmässig geringen Maximalhöhe der durch die höhere Temperatur T_1 vermehrte Reibungswiderstand mit nicht so bedeutendem Einflusse, als bei den gemauerten Schornsteinen sich geltend macht.

Aus der Untersuchung der 4 behandelten Fälle lässt sich ferner schliessen, dass die Maximalhöhe eines Schornsteines um so geringer sein wird, je höher die Temperatur der in denselben geführten Verbrennungsproducte ist, je kleiner die Widerstände sind, welche die Verbren-

nungsproducte vor Eintritt in den Schornstein zu überwinden haben und je grösser der Abkühlungscoefficient sich herausstellt. Dass für höhere Temperaturen die Maximalhöhe geringer ausfällt, liegt zumeist an dem mit zunehmender Temperatur so bedeutend wachsenden Reibungswiderstande; da nun dieser Reibungswiderstand auch sehr beträchtlich mit Abnahme des Schornstein q u e r s c h n i t t e s wächst, so ist vorauszusehen, dass derjenige Schornstein die geringste Maximalhöhe haben wird, welcher bei sehr kleinem Durchmesser die Verbrennungsproducte mit hoher Temperatur aufnimmt und dieselben stark abkühlt, also dünne Wandungen hat.

Für einen solchen Schornstein soll jetzt die Maximalhöhe bestimmt werden. Es sei derselbe aus Ziegeln aufgeführt und habe:

$$d = 0{,}2 \text{ Meter} \qquad Q = 0{,}04$$

$$\text{Wanddicke} = 0{,}12 \text{ Meter}$$

$$T_1 = 1200 \qquad \mathfrak{C} = 120$$

Dann wird:

$$w_5 = \frac{0{,}6 \,.\, 6{,}6}{2 \,.\, 0{,}6 + 6{,}6 \,.\, 0{,}12} = 2 \text{ (siehe Seite 80)}$$

$$c = \frac{w_5 \,.\, 4 \,.\, d}{\sigma} = 6{,}4$$

$$\mathfrak{a} = 0{,}025 \, \frac{1}{0{,}2} \, (1 + \alpha \, T_1)^3 = 20$$

$$E = (900 \,.\, 0{,}04 \,.\, 1{,}2)^2 \, \frac{1200}{6{,}4} = 350000$$

und hierfür erhält man als Maximalwerthe:

$$y = 260 \text{ Kilogr.} \quad , \quad H = 20 \text{ Meter.}$$

Würden die Verbrennungsproducte mit einer Temperatur $T_1 = 360$ Grad in diesen Schornstein geleitet und nähme man $\mathfrak{C} = 200$ an, so ergäbe sich:

$$\mathfrak{a} = 0{,}025 \, \frac{1}{0{,}2} \,.\, 12 = 1{,}5$$

$$c = 6{,}4$$

$$E = 106360$$

und die Maximalwerthe zu:

$$y = 290 \text{ Kilogr.} \quad , \quad H = 80 \text{ Meter.}$$

Endlich erhält man noch für einen sehr weiten Schornstein von geringer Wanddicke, wenn

$$d = 2 \text{ Meter} \qquad \text{Wanddicke} = 0{,}12 \text{ Meter}$$

$$T_1 = 1200 \qquad \mathfrak{C} = 120$$

$$w_5 = 2$$

$$\mathfrak{a} = 0{,}025 \frac{1}{2} (1 + \alpha T_1)^3 = 2$$

$$c = \frac{2 \,.\, 4 \,.\, 2}{0{,}25} = 64$$

$$E = 350\ 000\ 000\ ,$$

$$y = 90000 \text{ Kilogr.} \quad , \quad H = 500 \text{ Meter.}$$

Aus allen diesen Beispielen wird man erkennen, dass in nur sehr wenigen Fällen ein Ueberschreiten der Maximalhöhe befürchtet zu werden braucht und dass man daher mit nur einzelnen Ausnahmen behaupten kann, die Schornsteine functionirten um so besser, je höher sie hergestellt würden. Wenn also Einige beobachtet haben wollen, dass Dampfkesselschornsteine, welche zufälligerweise von ihrer ursprünglichen Höhe einbüssten, nach dieser theilweisen Zerstörung bessere Zugwirkung geliefert hätten, als anfänglich, so muss man auf Grund der soeben angestellten theoretischen Untersuchungen annehmen, dass diesen Beobachtungen Irrthümer untergelaufen sind.

Maximalquerschnitt der Schornsteine. — Da bei grösserem Querschnitte der Reibungswiderstand geringer, als bei kleinem ist, die Abkühlung aber bedeutender, da also von diesen beiden, die Zugwirkung schwächenden Factoren der eine mit wachsender Schornsteinweite zu-, der andere aber damit abnimmt, so muss man annehmen, dass bei gegebener Höhe und gegebenem Ausströmungsquerschnitte für einen bestimmten Werth des Schornsteinquerschnitts die Zugwirkung zum Maximum wird. Würde sich nun ergeben, dass dieser Werth des

Fig. 31.

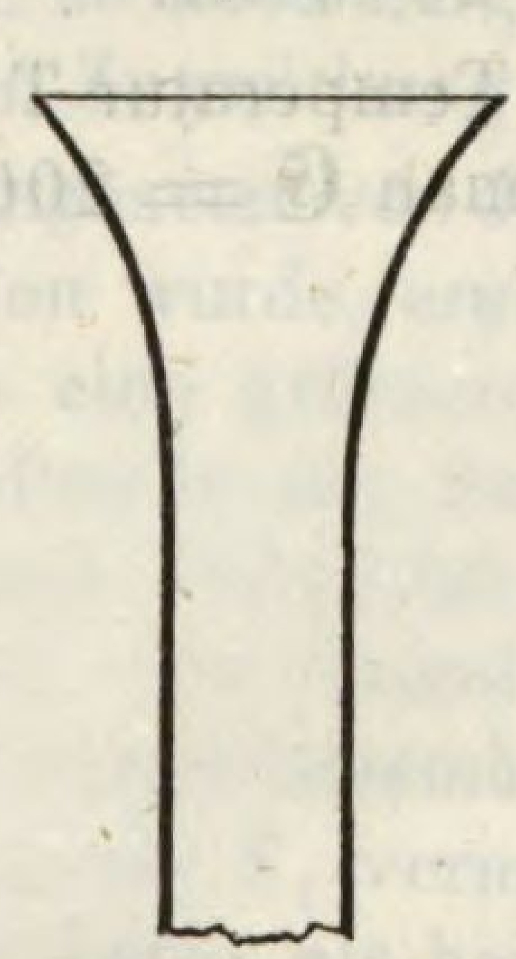
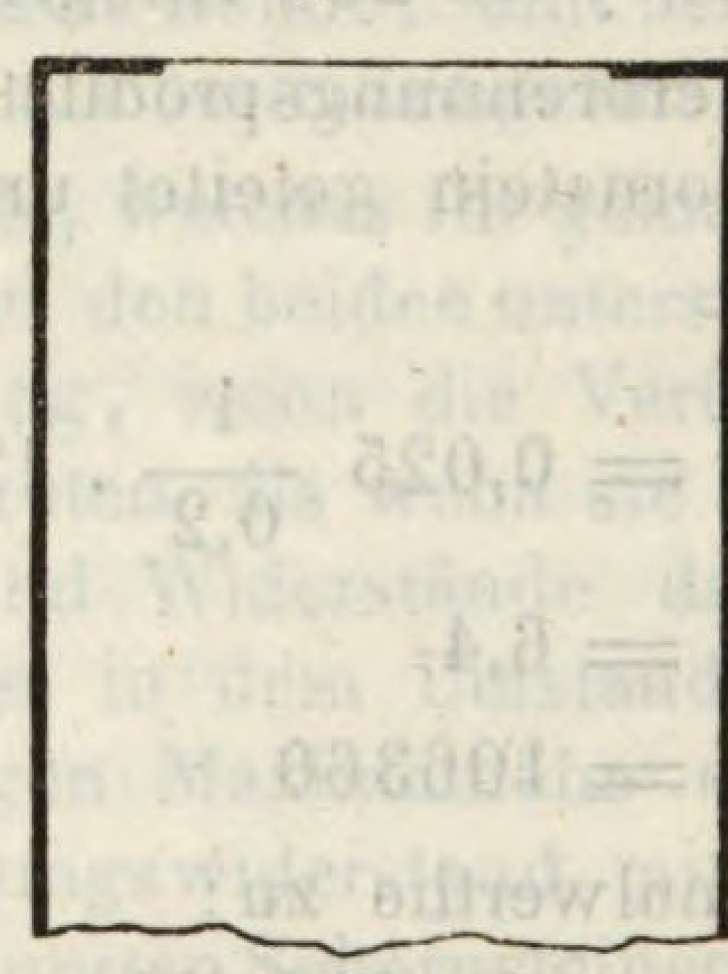


Fig. 32.



Querschnittes, oder kurz der Maximalquerschnitt kleiner ist, als der Ausströmungsquerschnitt, so dass der Längenschnitt des Schornsteines die durch Fig. 31 dargestellte Form annähme, so wäre es von Nutzen, die besondere Grösse desselben für jeden vorliegenden Fall zu kennen. Lehrt dagegen die Rechnung das Gegentheil, so dass also bei Herstel-

lung des Maximalquerschnittes die Form der Fig. 32 entsteht, so braucht man in der Anwendung die Grösse des Maximalquerschnitts nicht weiter zu beachten, da man zu Verstärkung des Zuges nicht die Form der Fig. 32 wählen, sondern den Ausströmungsquerschnitt von derselben Weite, wie den Schornsteinquerschnitt herstellen wird, wodurch eine noch bedeutendere Verstärkung des Zuges hervorgebracht werden würde.

Um nun hierüber Aufschluss zu erhalten, braucht man nur den 1sten Differentialquotienten der Gleichung 157 in Bezug auf q_5 zu bestimmen. Setzt man darin zur Abkürzung:

$$nAM = y$$

$$B_5 H_5 = \frac{w_5\, u_5\, H}{y \cdot \sigma} = \frac{w_5 \cdot 4 \cdot \sqrt{q_5} \cdot H_5}{y \cdot \sigma} = m\, \frac{\sqrt{q}}{y}$$

$$\mathfrak{a}\, H = 0{,}025\, \frac{1}{d_5} \left(\frac{Q}{q_5}\right)^2 (1 + \alpha\, T_1)^3\, H_5 = \frac{\mathfrak{b}}{\sqrt{q^3}}$$

$$\left(900 \,.\, Q \,.\, \frac{P_1}{\varkappa}\, e^{-\frac{H}{\varkappa}}\right)^2 \frac{T_1 \cdot H}{m} = E'$$

so wird:

$$y = E' \frac{1}{\sqrt{q}} \cdot \frac{1 - e^{-m\frac{\sqrt{q}}{y}}}{\left(1 + \alpha\, T_1\, e^{-m\frac{\sqrt{q}}{y}}\right)^2 + \frac{\mathfrak{b}}{\sqrt{q^3}} + \mathfrak{D}} \quad \ldots\ldots \; 161$$

und hieraus derjenige Werth, welcher den 1sten Differentialquotienten zu Null macht:

$$0 = \left(1 - e^{-m\frac{\sqrt{q}}{y}}\right)\left\{2\alpha T_1\, e^{-m\frac{\sqrt{q}}{y}}\, \frac{m\sqrt{q}}{y}\left(1 + \alpha T_1 e^{-m\frac{\sqrt{q}}{y}}\right) + 3\frac{\mathfrak{b}}{\sqrt{q^3}}\right\}$$

$$-\left\{\left(1 + \alpha T_1 e^{-m\frac{\sqrt{q}}{y}}\right)^2 + \frac{\mathfrak{b}}{\sqrt{q^3}} + \mathfrak{D}\right\}\left\{1 - e^{-m\frac{\sqrt{q}}{y}}\left(1 + \frac{m\sqrt{q}}{y}\right)\right\} \; 162$$

Der in Rede stehende Maximalwerth von q muss aus diesen beiden Gleichungen durch Probiren gefunden werden.

Einige mit Blechschornsteinen angestellte Rechnungen zeigen, dass der Maximalquerschnitte für dieselben immer grösser als der Ausströmungsquerschnitt wird. Da nun, wie vorauszusehen ist und wie obige Gleichungen zeigen, der Maximalquerschnitt um so kleiner wird, je

grösser der Abkühlungscoefficient ist, so darf man schliessen, dass die wenig abkühlenden, gemauerten Schornsteine in jedem Falle einen Maximalquerschnitt haben werden, welcher viel grösser als der Ausströmungsquerschnitt ist, und dass man daher denselben nicht weiter zu berücksichtigen braucht.

Dass übrigens die Zugwirkung eines Schornsteines mehr verstärkt wird, wenn man seinen Ausströmungsquerschnitt gleichzeitig erweitert, als wenn man nur den untern Theil weiter herstellt, zeigt der Nullwerth des 1sten Differentialquotienten von 157, wenn man in dieselbe $q_5 = Q$ einführt. Es zeigt dieser Differentialquotient genauer, dass die Zugwirkung mit zunehmendem Ausströmungsquerschnitt beständig wächst. —

Maximaltemperatur der Zugwirkung. — Aus Gleichung 157 geht ferner hervor, dass auch in Bezug auf die Temperatur die Zugwirkung zu einem Maximum werden kann. Zwar sollte man meinen, dass, weil die Ausströmungsgeschwindigkeit mit wachsender Temperatur zunimmt, auch die Zugwirkung fortwährend mit wachsender Temperatur sich steigern müsste; aber es darf nicht vergessen werden, dass die Zugwirkung durch die Gewichtsmenge Luft gemessen wird, welche dem Schornsteine entströmt, und dass diese Gewichtsmenge als ein Product auftritt, von welchem ein Factor, die Geschwindigkeit, mit der Temperatur wächst, ein anderer aber, die Dichtigkeit, mit zunehmender Temperatur sich verringert, und daher ein Werth für die Temperatur existiren muss, für welchen das Product zu einem Grössten wird.

Um mit Hülfe des 1sten Differentialquotienten und Nullsetzen desselben diesen Maximalwerth der Temperatur zu bestimmen, führe man in die allgemeine Gleichung

$$nAM = 3600\ Q\ .\ V\ .\ G = 3600\ Q\ V\ \frac{P}{\varkappa\,(1 + \alpha\, T)}$$

für V den durch Formel 150 gegebenen Werth ein, indem man der Einfachheit halber gleich von vorn herein

$$\mathfrak{T} = 0\ ,\ T = T_1,\ \text{also}\ \frac{T_1}{B_5}\sin\nu_5\left[1 - e^{-B_5 L_5}\right] = T\,H_5$$

annimmt und abgekürzt schreibt:

$$t_1 H_4 + \frac{\mathfrak{T}_0 - \mathfrak{T}_1}{B_1}\sin\nu_1 + \frac{T_0}{B_4}\sin\nu_4 = \mathfrak{M}$$

$$\left(H_5 - \frac{\sin\nu_4}{B_4}\right) = \mathfrak{N}$$

$$0{,}025\ \frac{1}{d_5}\left(\frac{Q}{q_5}\right)^2 L_5 = \mathfrak{f}$$

$$0{,}025\left[\frac{1}{d_1}\left(\frac{Q}{q_1}\right)^2(1+\alpha\mathfrak{T}_1)^3 L_1+\frac{1}{d_4}\left(\frac{Q}{q_4}\right)^2(1+\alpha t_r)^3 L_4\right]=\mathfrak{A}'$$

$$\Sigma(1+\alpha t_r)^2\left(\frac{Q}{q_n}-\frac{Q}{q_m}\right)^2+\Sigma\left(\frac{1}{\varphi}-1\right)^2\left(\frac{Q}{q_q}\right)^2(1+\alpha t_q)^2$$
$$+\Sigma\zeta_a(1+\alpha t_a)^2\left(\frac{Q}{q_a}\right)^2+\Sigma\zeta_k(1+\alpha t_k)^2\left(\frac{Q}{q_k}\right)^2=\mathfrak{B}$$

$$\mathfrak{A}'+b\delta\left(\frac{Q}{R}\right)^2+\mathfrak{B}=\mathfrak{D},$$

so dass also

$$(nAM)^2=\left(900\,Q\frac{P}{\varkappa}\right)^2\frac{\mathfrak{M}+\mathfrak{N}\,T}{(1+\alpha T)^2+f(1+\alpha T)^3+\mathfrak{D}}\;\ldots\ldots\;163$$

wird. Durch Nullsetzen des hieraus bestimmten 1^{sten} Differentialquotienten ergiebt sich:

$$0=[(1+\alpha T)^2+f(1+\alpha T)^3+\mathfrak{D}]\,\mathfrak{N}-(\mathfrak{M}+\mathfrak{N}T)\{2\alpha(1+\alpha T)+3\alpha f(1+\alpha T)^2\}$$

und nach einigen Umformungen:

$$T^3+\left[\frac{1+3f}{2\alpha f}+\frac{3}{2}\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{N}}\right]T^2+\frac{1+3f}{\alpha f}\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{N}}T+\frac{2+3f}{2\alpha^2 f}\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{N}}-\frac{1+f+\mathfrak{D}}{2\alpha^3 f}=0^{*})\;164$$

Hieraus ist zu sehen, dass der dem Maximum angehörende Temperaturwerth mit besonderen Werthen von f, $\mathfrak{M}$, $\mathfrak{N}$ und $\mathfrak{D}$ variirt, also für jede Constructionsart der Feuerungsanlage ein anderer ist.

Nimmt man z. Ex. die Grössenverhältnisse der in Beispiel 1 (Seite 170) behandelten Feuerungsanlage, so wird

$$\mathfrak{M}=0$$
$$f=0{,}025\,\frac{1}{0{,}7}\,.\,40=\frac{10}{7}$$
$$\mathfrak{D}=241$$

und hiermit ergiebt sich:

$$T_{max}=1080 \text{ Grad C.}$$

*) Wenn die oben gestellten Voraussetzungen zurückgehalten werden und die Abkühlung im Schornsteine Berücksichtigung findet, ergiebt sich genauer:

$$T^3+\left[\frac{e^{-2B_5L_5}+3f}{2\alpha f}-\frac{3}{2}\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{N}'}\right]T^2+\frac{e^{-2B_5L_5}+3f}{\alpha f}\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{N}'}T+\frac{2e^{-B_5L_5}+3f}{2\alpha^2 f}\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{N}'}-\frac{1+f+\mathfrak{D}}{2\alpha^3 f}=0$$

wenn $\mathfrak{N}'=\frac{\sin\nu_5}{B_5}\left(1-e^{-B_5L_5}\right)-\frac{\sin\nu_4}{B_4}$ bedeutet.

Nimmt man dagegen für einen sehr engen Schornstein:

$$d = 0{,}2 \text{ Meter}$$
$$H_5 = 24 \quad "$$
$$f = 0{,}025 \frac{1}{0{,}2} 24 = 3$$
$$\mathfrak{D} = 200$$

so giebt obige Formel:

$$T_{max} = 850 \text{ Grad.}$$

Die Bedeutung dieser Zahlen ist also, dass die Zugwirkung der in Rechnung gezogenen Feuerungsanlagen schwächer wird, wenn man die Verbrennungsproducte mit einer sowohl unter als über 1080, resp. 850 Grad gelegenen Temperatur in den Schornstein treten lässt.

Einige Autoren finden diese Maximaltemperatur zu 274 Grad und zwar für alle beliebigen Constructionsarten von Feuerungsanlagen. Der Grund davon liegt in dem Umstande, dass sie nur die Verhältnisse des Schornsteines selbst berücksichtigen und von Reibungs- und anderen in der Feuerungsanlage vorkommenden Widerständen abstrahiren. Dass diese Näherungsannahme nicht zulässig, dass vielmehr jene Widerstände von vorherrschend einflussreicher Mitwirkung sind, zeigen die hier durchgeführten Zahlenbeispiele.

Die genaue Kenntniss der Maximaltemperatur ist von Nutzen, wenn man die grösste Leistung einer Ventilirungsesse, die Umstände, unter welchen diese grösste Leistung herbeigeführt werden kann, und die Brennmaterialmenge angeben will, die zu Erreichung jener grössten Leistung aufgewendet werden muss. Von diesen 3 Fragen wird offenbar die zweite durch einfache Angabe der Maximaltemperatur beantwortet, die erste, indem man in Formel 163 für T diese Maximaltemperatur einführt, und die dritte, indem man bemerkt, dass (Seite 106):

$$T_0 = \frac{\eta_1 k}{nA\sigma}$$

$$M = \frac{(nAM)_{max}}{nA}$$

und daher, weil in diesem Falle $T_0 = T_{max}$ wird:

$$M = \frac{\sigma T_{max}}{\eta_1 k} (nAM)_{max} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 165$$

ist, wo $(nAM)_{max}$ die durch Beantwortung der 1sten Frage gegebene Maximal-Zugwirkung bedeutet.

In der Regel wird für eine Ventilirungsesse:

$$\mathfrak{M} = 0 \;,\; \mathfrak{A}_{\prime} = 0 \;,\; \mathfrak{B} = 0.$$

Ist nun in einem gegebenen Falle:

$$d = 1 \qquad \frac{Q}{q_5} = 1$$

$$\delta = 0{,}1 \quad \frac{Q}{R} = 1$$

$$L_5 = H_5 = 40$$

so wird:

$$\mathfrak{N} = 40\ ,\ f = 0{,}025\ .\ 40 = 1$$

und wenn man Braunkohlen als Brennmaterial verwenden will, für welche

$$b = 200\ (1 + \alpha\ t_2)^3 \quad \text{(siehe Seite 168)}$$
$$\eta_1\ k = 4000$$

zu setzen ist, so erhält man zunächst, indem angenähert $t_2 = \frac{T_{max}}{2} = 200$ angenommen wird:

$$\mathfrak{D} = b\ \delta \left(\frac{Q}{R}\right)^2 = 35$$

Ferner nach Formel 164:

$$T^3_{max} + 546\ T^2_{max} - 365310000 = 0,$$
$$T_{max} = 570\ \text{(circa)}.$$

Ferner nach Formel 163, wegen $\frac{P}{\varkappa} = 1{,}2$:

$$nAM = 1080 \sqrt{\frac{40\ .\ 570}{(1 + \alpha\ .\ 570)^2 + 1\ .\ (1 + \alpha\ 570)^3 + 35}}$$
$$= 19440\ \text{Kilogr. pro Stunde},$$

und endlich nach 165:

$$M = \frac{0{,}25\ .\ 570}{4000}\ .\ 19440 = 693\ \text{Kilogr. pro Stunde.}$$

Ist die Abkühlung im Schornsteine bedeutend, so berechnet man nAM und M genauer, indem man mit Hülfe des hier gefundenen Werthes den Coefficienten B bestimmt und dann Formel 155 in Anwendung bringt.

Aus dieser Untersuchung darf übrigens nicht irrthümlich geschlossen werden, die Maximaltemperatur sei die vortheilhafteste für Ventilationsessen, d. h. diejenige, bei welcher pro Gewichtseinheit Brennmaterial die grösste Luftmenge gefördert würde, denn diese vortheilhafteste Temperatur wird durch das Verhältniss:

$$\frac{(nAM)}{M} = \frac{\eta_1\ k}{\sigma\ T} \quad \text{(s. Gleichung 94 u. 95)}$$

gegeben, und hieraus folgt, dass dieselbe so klein als möglich zu nehmen ist.

Maximaltemperatur der Erwärmungswirkung. — Beim ersten Ueberdenken sollte man meinen, dass nicht bloss bei Ventilirungsessen,

sondern auch bei Feuerungsanlagen, welche Körper zu erwärmen oder zu verdampfen den Zweck haben, der grösste Effect bei Herbeiführung der eben besprochenen Maximaltemperatur, also bei Erreichung der Maximalwirkung erreicht werde. Dem ist aber nicht so; denn wenn auch bei Eintritt der Maximalzugwirkung die grösste Wärmemenge auf dem Roste erzeugt und an der Heizfläche vorübergeführt wird, so ist doch nicht gesagt, dass die Heizfläche einen solchen Theil davon aufnehme, welcher grösser als diejenige Quantität ist, die bei irgend einer anderen Zugwirkung sie durchdringen kann.

Die Wärmemenge, welche die Heizfläche aufnimmt, ist immer gleich der Differenz von derjenigen Wärmemenge, die auf dem Roste erzeugt, und derjenigen, die von dem Schornsteine abgeführt wird. Wenn daher auch bei der Maximalwirkung die möglichst grösste Wärmemenge auf dem Roste entsteht, so kann doch bei dieser Zugwirkung die vom Schornstein abgeführte Wärmemenge so bedeutend sein, dass die Differenz aus beiden, also die in die Heizfläche geleitete kleiner ausfällt, als die bei einer schwächeren Zugwirkung in die Heizfläche übergeführte.

Welches nun diejenige Zugwirkung, oder, da für eine Feuerungsanlage von gegebenen Dimensionen die Zugwirkung allein von der Temperatur abhängt, welches diejenige Temperatur ist, bei welcher die Maximalwärmemenge der Heizfläche mitgetheilt wird, davon liefert wiederum der Nullwerth des 1^{sten} Differentialquotienten von derjenigen Gleichung Nachweis, welche die Beziehungen zwischen eingeleiteter Wärmemenge und Zugwirkung angiebt.

Zunächst ist (Seite 91), wenn die Abkühlung im Schornsteine vernachlässigt wird:

$$W = nAM\sigma\,(T_0 - T)$$

und führt man hierin den durch Formel 163 gegebenen Werth für die Zugwirkung (nAM) ein, so wird:

$$W = 900\,.\,Q\,.\frac{P}{\varkappa}\,\sigma(T_0 - T)\sqrt{\frac{\mathfrak{M} + \mathfrak{N}\,T}{(1+\alpha T)^2 + f\,(1+\alpha T)^3 + \mathfrak{D}}} \;\ldots\; 166$$

Durch Differentiation und Nullsetzen von $\frac{dW}{dT}$ ergiebt sich:

$$0 = \{(1+\alpha T^2 + f\,(1+\alpha T)^3 + \mathfrak{D}\}\{(T_0 - T)^2\,\mathfrak{N} - 2\,(\mathfrak{M} + \mathfrak{N}\,T)(T_0 - T)\}$$
$$-(T_0 - T)^2\,(\mathfrak{M} + \mathfrak{N}\,T)\,\{2\,\alpha\,(1+\alpha T) + 3\,\alpha f\,(1+\alpha T)^2\}$$

und nach einigen Umformungen:

$$0 = \alpha^2\,\{\mathfrak{N}\,[1 + f\,(3 + 2\,\alpha\,T_0)] - \alpha\,f\,\mathfrak{M}\}\,T^3$$
$$+ \alpha\,\{\mathfrak{N}\,[4 + \alpha\,T_0 + 3\,f\,(2 + \alpha\,T_0] + 3\,f\,\mathfrak{M}\,\alpha^2\,T_0\}\,T^2$$
$$+ \{3\,\mathfrak{N}\,(1 + f + \mathfrak{D}) + \alpha\,\mathfrak{M}\,[2\,(1 + \alpha\,T_0) + 3\,f\,(1 + 2\,\alpha\,T_0)]\}\,T$$
$$-(\mathfrak{N}\,T_0 - 2\,\mathfrak{M})\,(1 + f + \mathfrak{D}) + \alpha\,\mathfrak{M}\,T_0\,(2 + 3\,f) \;\ldots\ldots\; 167$$

Ist, wie in Beispiel 1 (Seite 170) $\mathfrak{M} = 0$, d. h. liegen Zufluss- und Feuercanal horizontal, und ist ferner

$$\mathfrak{N} = H_5 = 40$$
$$f = 0{,}025 \cdot \frac{1}{0{,}7} \cdot 40 = \frac{10}{7}$$
$$\mathfrak{D} = 241$$
$$T_0 = 1200$$

so wird dieser Gleichung mit $T = 368$ Genüge geleistet, und dieses Resultat bedeutet, dass bei einer im Schornstein herrschenden Temperatur von 368 Graden die grösstmögliche Wärmemenge durch die Heizfläche der behandelten Feuerungsanlage geleitet werden kann.

Wie eine numerische Behandlung von Gleichung 167 zeigt, darf man ohne erhebliche Beeinträchtigung der Genauigkeit den Coefficienten von T^3 der Null gleichsetzen und nach Unterdrückung des selten zur Geltung kommenden Einflusses von $\mathfrak{M}$, welches meistentheils $= 0$ ist, wie nach Einführung der Abkürzungen:

$$(1 + f + \mathfrak{D}) = \Omega,$$
$$\alpha\,[4 + \alpha\, T_0 + 3\, f\,(2 + \alpha\, T_0)] = \Delta$$

alsdann schreiben:

$$T = -\frac{3}{2}\,\frac{\Omega}{\Delta} \pm \sqrt{\left[\frac{3}{2}\,\frac{\Omega}{\Delta}\right]^2 + T_0\,\frac{\Omega}{\Delta}} \quad \ldots\ldots \; 168.$$

Wird mit dieser Gleichung die Maximaltemperatur T für obige Feuerungsanlage berechnet, so ergiebt sich, statt 368,

$$T = 380 \text{ Grad},$$

also ein Werth, welcher die genügende Uebereinstimmung dieser Formel mit der genaueren (167) vor Augen legt.

Dass der Einfluss der in der Feuerungsanlage vorkommenden Widerstände bedeutend ist und dass man, wie bei Bestimmung der der Maximalzugwirkung zugehörenden Temperatur, dieselben auch hier nicht vernachlässigen darf, zeigt der Nullwerth des 1sten Differentialquotienten von Gleichung 166, wenn man in derselben $\mathfrak{M} = 0$, $\mathfrak{N} = H_5$, $f = 0$ und $\mathfrak{D} = 0$ setzt. Es wird nämlich hierfür:

$$T = -\frac{3 + \alpha\, T_0}{2\,\alpha} \pm \sqrt{\left(\frac{3 + \alpha\, T_0}{2\,\alpha}\right)^2 + \frac{T_0}{\alpha}}$$

und für $T_0 = 1200$:

$$T = 151 \text{ Grad},$$

also ein Werth, der sich von demjenigen der genauen Formel und des obigen Beispieles sehr weit entfernt.

Uebrigens kann man diesen Werth als unteren Grenzwerth der Maximaltemperatur sämmtlicher Feuerungsanlagen betrachten und demzufolge behaupten:

dass, wenn die grösstmögliche Wärmemenge durch die Heizfläche einer Feuerungsanlage geleitet werden soll, die Temperatur der abziehenden Verbrennungsproducte mindestens über 151 Grad liegen muss, sofern die Temperatur im Feuerraume circa 1200 Grad beträgt.

Ist diese Temperatur im Feuerraume beispielsweise nur = 550 Grad, was bei sehr grosser directer Heizfläche und bedeutender Strahlbarkeit des Brennmaterials sich herausstellt, so wird genannter Grenzwerth:

$$T = 102 \text{ Grad}.$$

Hierbei sei indessen noch besonders bemerkt, dass, wenn die Maximaltemperatur erscheinen soll, die Grösse der Heizfläche jedesmal der Maximalwärmemenge entsprechen, d. h. dass die Gleichung 79 (Seite 93)

$$F = \frac{W_{max}}{w\,(T_0 - T_m)}\ \ln t \left\{ \frac{T_0 - t_1}{T_m - t_1} \right\}$$

erfüllt sein muss; denn wäre eine kleinere oder grössere Heizfläche in der Feuerungsanlage, als diese Formel verlangt, so könnten offenbar die berechneten Temperaturverhältnisse nicht eintreten.

Es kann deshalb das über die Maximaltemperatur der Erwärmungswirkung Gesagte nicht für Feuerungsanlagen in Anwendung kommen, in denen die Heizfläche bereits angebracht ist, sondern nur für solche, in denen die nach den aufgefundenen Maximal-Temperaturverhältnissen berechnete Heizfläche erst angeordnet wird, oder mit andern Worten ist das über genannte Maximaltemperatur Erörterte nur in denjenigen Fällen anzuwenden, in welchen ein Schornstein vorhanden, und man untersuchen will, wie gross die grösste Wärmemenge ist, die mit Hülfe desselben einem zu erwärmenden Körper mitgetheilt werden kann. Bei dieser Untersuchung sind dann allerdings die Dimensionen des Erwärmungsraumes, welche den Werth der Maximaltemperatur nicht unerheblich beeinflussen, vorläufig unbekannt, da sie erst durch die zu bestimmenden Dimensionen des Heizapparates gegeben werden, aber man kann doch ohne grosse Mühe, durch zweimaliges, probirendes Anwenden der Formel 167 diese Unkenntniss eliminiren.

Vortheilhafteste Temperatur der abziehenden Verbrennungsproducte, und vortheilhaftester Wirkungsgrad. — Weder die Temperatur für die Maximalzugwirkung, noch die für den Maximal-Wärmeeffect dürfen mit der Temperatur verwechselt werden, bei deren Eintritt der vortheilhafteste Effect einer Feuerungsanlage erreicht, d. h. bei welcher die für einen bestimmten Zweck erforderliche Wärme- oder Dampfmenge mit dem geringsten Kostenaufwande erzeugt wird. Diese letzte Temperatur, welche ich kurzweg vortheilhafteste Temperatur nenne, ist vielmehr diejenige, welche dem vortheilhaftesten, d. h. demjenigen Wirkungsgrade angehört, der den vorgesetzten Erwärmungs-

zweck am billigsten erreichen lässt, wie man aus der Formel $\eta = \frac{T_0 - T_1}{T_0}$ erkennt, in welcher T_0 als in jedem besonderen Falle gegeben betrachtet werden muss.

Bei Bestimmung des vortheilhaftesten Wirkungsgrades nun hat man zu bedenken, dass ein hoher Wirkungsgrad zwar den nöthigen Brennmaterialaufwand vermindert, dass aber, um ihn zu erreichen, eine grosse Heizfläche und demnach ein bedeutendes Anlagecapital für den Erwärmungsapparat aufgewendet werden muss.

Wie die Tabelle auf Seite 112 lehrt, wächst die Heizfläche mit einer Steigerung des Wirkungsgrades in sehr rapidem Verhältnisse, ferner ist bei hohem Wirkungsgrade die Temperatur der abziehenden Gase geringer und demnach eine bedeutendere Höhe des Schornsteines, also zu Herstellung desselben ein grösseres Anlagecapital nöthig, als im entgegengesetzten Falle; es ist daher denkbar, dass ein geringer Wirkungsgrad vortheilhafter sich herausstellt, als ein allzugrosser.

Zu genauer Ermittelung des vortheilhaftesten Wirkungsgrades und der vortheilhaftesten Temperatur kann man durch folgende Schlüsse gelangen.

Ein gewisser, jährlicher Erwärmungseffect muss als hervorgebracht betrachtet werden

1stens durch die Kosten für ein bestimmtes Brennmaterialquantum,

2tens durch die Zinsen des Anlagecapitals der Feuerungsanlage,

3tens durch den ausser den Brennmaterialkosten nöthigen Betriebsaufwand, als: Lohn für den Heizer, Reparaturkosten etc.

Der erste dieser Summanden berechnet sich aus der in den Erwärmungsapparat pro Stunde einzuleitenden Wärmemenge, aus der jährlichen Stundenzahl des Betriebes, aus dem Preise des Brennmaterials am Orte seiner Verwendung und aus dem Wirkungsgrade der Heizfläche, da in jedem besondern Falle der Wirkungsgrad des Feuerraumes und die theoretische Heizkraft des Brennmaterials als gegeben betrachtet werden müssen. Bedeutet

$\mathfrak{f}_1$ den Preis des Brennmaterials pro Kilogr. in Thalern am Orte der Verwendung,

$\mathfrak{St}$ die Anzahl der Stunden, während welcher die Feuerungsanlage 1 Jahr hindurch in Betrieb kommt,

so ist der 1ste Summand

$$= \mathfrak{St}\,\mathfrak{f}_1 \frac{W}{\eta_t\,\eta_1\,k}$$

Der 2te Summand setzt sich aus den Kosten für die Heizfläche, für den Ofen und für den Schornstein zusammen. Denkt man sich diese Anlagekosten in einen constanten und einen, mit dem Wirkungsgrade

der Heizfläche variabelen Theil zerlegt, so dass z. B. der Rost und die sogenannte Armatur des Apparates zu dem constanten und alle diejenigen Stücke, welche mit Veränderung der Heizfläche sich vergrössern oder verkleinern, zu dem variabelen Theile gerechnet werden, und bezeichnet mit:

𝔭 den Zinsfuss in Procenten,

so kann der 2[te] Summand

$$= \frac{\mathfrak{p}}{100} [C + f(\eta)]$$

gesetzt werden, wenn C den erwähnten constanten und f (η) den mit der Grösse oder dem Wirkungsgrade der Heizfläche variabelen Theil bedeutet. Der Zinsfuss 𝔭 setzt sich aus den Verkehrszinsen, aus den Amortisationszinsen und den Zinsen des Nettogewinnes zusammen, ist also in jedem besondern Falle ein anderer.

Der 3[te] Summand ist ebenfalls als aus einem constanten und aus einem mit dem Wirkungsgrade der Heizfläche variabelen Theil im Allgemeinen anzusehen und kann daher durch

$$C_1 + \varphi(\eta)$$

bezeichnet werden.

Mit Hülfe dieser Bezeichnungen darf man nun kurz sagen, dass der vortheilhafteste Wirkungsgrad derjenige sein wird, welcher die Summe

$$\mathfrak{St}\,\mathfrak{f}_1 \frac{W}{\eta_t\,\eta_1\,k} + \frac{\mathfrak{p}}{100}[C + f(\eta)] + C_1 + \varphi(\eta)$$

zu einem Minimum, oder das Differential derselben in Bezug auf η_t, also:

$$- \mathfrak{St}\,\mathfrak{f}_1 \frac{W}{\eta_t^2\,\eta_1\,k} + \frac{\mathfrak{p}}{100} f'(\eta) + \varphi'(\eta)$$

zu Null macht, und dass ferner die vortheilhafteste Temperatur der abziehenden Verbrennungsproducte diejenige ist, welche diesem vortheilhaftesten Wirkungsgrade wegen der Formel

$$T_1 = 1 - \eta_t \frac{\eta_1\,k}{nA\sigma}$$

angehört (Seite 106).

Bei Ausführung dieser angedeuteten Rechnung stösst man indessen meistens auf die Schwierigkeit, die Kosten des Schornsteins und des Ofens nur durch höchst verwickelte Symbole als Function vom Wirkungsgrade ausdrücken und das Differential davon nicht genügend ermitteln zu können. In solchen Fällen schlägt man am zweckmässigsten den Weg des Probirens ein, indem man die Kosten für mehrere Wirkungsgrade ausrechnet und mit einander direct vergleicht.

Kommt dagegen bei in Rede stehender Ermittelung nur der die Heizfläche bildende Apparat in Betracht, indem eine Vergrösserung des

Ofens nicht stattzufinden braucht, ein für alle Wirkungsgrade genügender Schornstein bereits vorhanden ist und auch die Betriebskosten durch Vergrösserung der Heizfläche sich nicht vermehren, so kann die Rechnung folgendermaassen angestellt werden:

Die Kosten eines Erwärmungsapparates werden nach dem Gewichte desselben berechnet; seine gesammte Oberfläche ist stets grösser, als seine Heizfläche; um daher das Gewicht des Apparates aus der Heizfläche berechnen zu können, muss man das Verhältniss ihrer Grösse zu der der Gesammtoberfläche kennen. Bedeutet nun

$\mathfrak{k}$ den Preis des Erwärmungsapparates pro Kilogr. seines Gewichtes in Thalern,

μ das Gewicht von 1 Cubikmeter Erwärmungsapparat-Material,

λ die Wanddicke des Erwärmungsapparates,

$\varepsilon = \frac{0}{F}$ das Verhältniss der Oberfläche des Apparates zu dessen Heizfläche,

so beträgt nach dem Obigen der zu stündlicher Erzeugung einer Wärmemenge W erforderliche, jährliche Kostenaufwand, wegen $\varphi(\eta) = 0$:

$$\mathfrak{K} = \mathfrak{S}t\,\mathfrak{k}_1 \frac{W}{\eta_t\,\eta_1\,k} + \frac{\mathfrak{p}}{100}\left[C + \mathfrak{k}\,\mu\,\lambda\,\varepsilon\,.\,F\right] + C_1$$

wenn, wie früher, F die Heizfläche bezeichnet. Diese Heizfläche muss nun als Function von η_t eingeführt und dabei unterschieden werden, welcher der früher besprochenen Kategorien dieselbe angehört. Es sei zuerst angenommen, man wolle den Apparat so construiren, dass er als Gegenstromheizfläche wirksam wird, und dass keine d i r e c t e Heizfläche entsteht, so ist (Seite 94)

$$F = \frac{W}{w\,(T_0 - T_1 - t_1 + t_0)} \ln t \left\{\frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_0}\right\} = \frac{W}{w(\eta T_0 - t_1 + t_0)} \ln t \left\{\frac{T_0 - t_1}{T_0 - t_0 - \eta T_0}\right\}$$

einzuführen, und alsdann wird:

$$\frac{d\mathfrak{K}}{d\eta} = -\mathfrak{S}t\,\mathfrak{k}_1 \frac{1}{\eta^2\,\eta_1\,k} + \mu\,\lambda\,\mathfrak{k}\,\varepsilon\,\frac{1}{w}\,\frac{\mathfrak{p}}{100} \times$$

$$\left\{\frac{T_0}{(\eta T_0 - t_1 + t_0)(T_0 - t_0 - \eta T_0)} - \frac{T_0}{(\eta T_0 - t_1 + t_0)^2} \ln t \left[\frac{T_0 - t_1}{T_0 - t_0 - \eta T_0}\right]\right\}$$

Durch Nullsetzen dieses Differentialquotienten erhält man also:

$$\frac{(\eta T_0)^2}{(\eta T_0 - t_1 + t_0)(T_0 - t_0 - \eta T_0)} - \frac{(\eta T_0)^2}{(\eta T_0 - t_1 + t_0)^2} \ln t \left[\frac{T_0 - t_1}{T_0 - t_0 - \eta T_0}\right] = \frac{100\,\mathfrak{S}t\,\mathfrak{k}_1\,w\,T_0}{\mu\,\lambda\,\mathfrak{k}\,\varepsilon\,\mathfrak{p}\,\eta_1\,k} \quad \ldots\; 169$$

eine Gleichung, aus welcher η durch Probiren ermittelt werden muss, was übrigens ohne grosse Mühe geschehen kann. Die Ueberzeugung,

dass dieser Werth einem Minimum entspricht, erhält man bekanntlich durch Einsetzen desselben in den 2ten Differentialquotienten der ursprünglichen Gleichung, welcher alsdann wesentlich positiv sein muss.

Soll eine Parallelstromheizfläche angewendet werden, so erhält man die zu Ermittelung des vortheilhaftesten Wirkungsgrades dienende Gleichung einfach, indem man in der eben abgeleiteten t_1 mit t_0 und t_0 mit t_1 verwechselt, so dass also für Parallelstromheizflächen wird:

$$\frac{(\eta T_0)^2}{(\eta T_0+t_1-t_0)(T_0-t_1-\eta T_0)}-\frac{(\eta T_0)^2}{(\eta T_0+t_1-t_0)^2}\ \mathrm{lnt}\left[\frac{T_0-t_0}{T_0-t_1-\eta T_0}\right]=\frac{100\ \mathfrak{St}\ \mathfrak{k}_1\ w\ T_0}{\mu\ \lambda\ \mathfrak{k}\ \varepsilon\ \mathfrak{p}\ \eta_1\ k}\quad \ldots\ 170$$

In ähnlicher Weise erhält man für Nichtstromheizflächen, wenn man $t_0 = t_1$ setzt:

$$\frac{\eta\ T_0}{T_0-t_1-\eta T_0}-\mathrm{lnt}\left[\frac{T_0-t_1}{T_0-t_1-\eta\ T_0}\right]=\frac{100\ \mathfrak{St}\ \mathfrak{k}_1\ w\ T_0}{\mu\ \lambda\ \mathfrak{k}\ \varepsilon\ \mathfrak{p}\ \eta_1\ k}\quad \ldots\ 171$$

Man erkennt leicht, dass die Summe der linken Seiten dieser Gleichungen mit zunehmendem η wächst, und kann demzufolge behaupten, dass der vortheilhafteste Wirkungsgrad um so grösser wird, je grösser die Zeit, während welcher der Erwärmungsapparat im Jahre hindurch benutzt wird, der Preis des Brennmaterials, der Wärmeüberführungscoefficient w ist und je kleiner die Gewichtseinheit des Heizflächenmaterials, die Dicke desselben, der Preis desselben, das Verhältniss $\varepsilon = \frac{0}{F}$, der Zinsfuss $\mathfrak{p}$, der Wirkungsgrad des Feuerraumes und die theoretische Heizkraft ist.

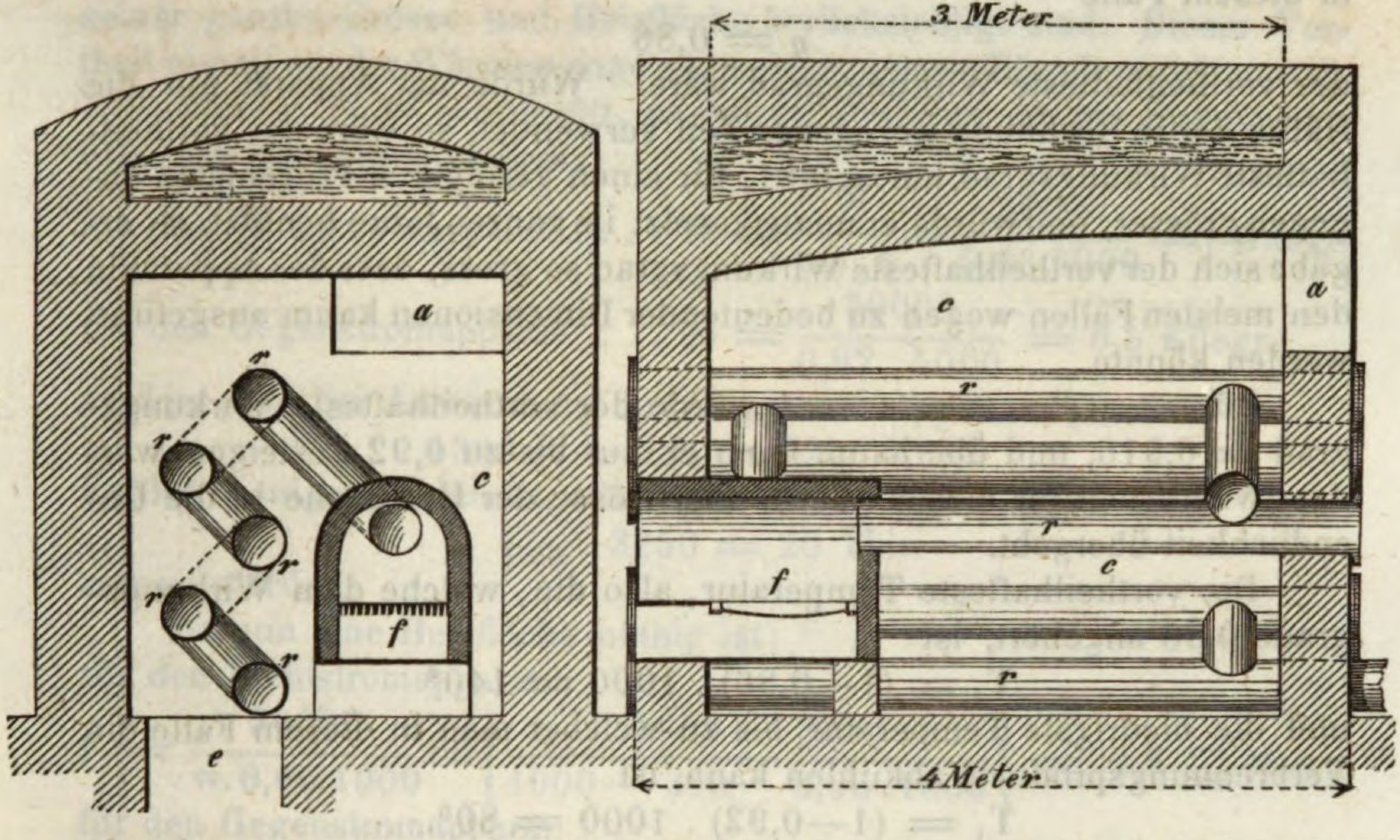
Ferner lehren die 3 Gleichungen, dass der vortheilhafteste Wirkungsgrad weder von der Menge der Wärme abhängt, welche in der Stunde hervorgebracht werden soll, noch von demjenigen Theile des Anlage- und Betriebscapitales, welcher mit dem Wirkungsgrade sich nicht verändert.

Ein Beispiel möge das Behauptete anschaulich machen.

Es soll untersucht werden, welcher Wirkungsgrad für einen gusseisernen Calorifer von nebenskizzirter Construction der vortheilhafteste ist. In diesem Calorifer ist *f* der Feuerraum, *r* ein Röhrensystem, welches die Verbrennungsproducte in einem Raume *c* hin- und herführt und auf diese Weise die bei *e* ein- und bei *a* austretende Luft erwärmt; die Röhren sind des bequemeren Reinigens halber durch die Umschliessungsmauer des Raumes *c* verlängert. Der Calorifer muss als Nichtstromapparat betrachtet werden. Da der Feuerraum *f*, dessen Inneres einer vortheilhaften Verbrennung halber ausgemauert wird und dessen Oberfläche daher nicht als Heizfläche mitgerechnet werden darf, für alle Wirkungsgrade dieselbe Grösse hat, so sind die Anlagekosten für den-

selben in den oben erwähnten, constanten Theil einzuschliessen und bleiben daher bei der hier anzustellenden Untersuchung unberücksich-

Fig. 33.



tigt. Als Heizfläche wirkt also nur die Oberfläche der Röhren und zwar der Theil derselben, welcher im Erwärmungsraume *e* liegt Ist

l die Länge dieses im Erwärmungsraume liegenden Röhrentheiles,
l_1 die ganze Länge jeder einzelnen Röhre,
so ist in diesem Falle:

$$\varepsilon = \frac{0}{F} = \frac{l_1}{l} = \frac{4}{3}$$

wenn man die kurzen Verbindungsröhren unberücksichtigt lässt.

Für Gusseisen ist $w = 14$, $\mu = 7200$ zu nehmen und λ kann 0,01 Meter gesetzt werden. Ferner sei $t_1 = 80^0$, η_1 $k = 5000$, $nA = 20$ und daher $T_0 = \frac{\eta_1 k}{20 . \sigma} = 1000$.

Der Preis für 1 Kilogr. Steinkohlen sei $\frac{1}{160}$ Thlr., der Preis für 1 Kilogr. des Apparates = 0,1 Thlr., die Zeitdauer der Verwendung des Apparates sei 5 Monate oder 130 Tage pro Jahr und täglich 10 Stunden, und die vom Anlagecapital verlangten Gesammtzinsen mögen 20% betragen, so dass also:

$$\mathfrak{k}_1 = \frac{1}{160}, \ \mathfrak{k} = 0,1, \ \mathfrak{St} = 1300, \text{ und } \mathfrak{p} = 20$$

wird. Durch Einführung dieser Werthe erhält man dann aus Gleichung 171:

$$\frac{\eta\,1000}{920-\eta\,1000}-\ln t\left[\frac{920}{920-\eta.\,1000}\right]=11{,}85$$

und dieser Gleichung wird für $\eta = 0{,}86$ Genüge geleistet, so dass also in diesem Falle

$$\eta = 0{,}86$$

der vortheilhafteste Wirkungsgrad wäre. Würde der Apparat nur die Hälfte der in Rechnung gezogenen Zeit verwendet, so wäre der vortheilhafteste Wirkungsgrad nur $= 0{,}81$, für einen geringeren Procentsatz dagegen grösser, und würde er unausgesetzt im ganzen Jahre benutzt, so ergäbe sich der vortheilhafteste Wirkungsgrad so gross, dass der Apparat in den meisten Fällen wegen zu bedeutender Dimensionen kaum ausgeführt werden könnte.

Für einen Procentsatz $= 1$ würde der vortheilhafteste Wirkungsgrad $= 0{,}916$, und überhaupt kann er nur bis zu $0{,}92$ gesteigert werden, weil schon für diesen Werth die Grösse der Heizfläche in die Unendlichkeit übergeht.

Die vortheilhafteste Temperatur, also die, welche dem Wirkungsgrade 0,86 angehört, ist

$$T_1 = (1-0{,}86)\,.\,1000 = 140^0$$

und die niedrigste Temperatur, bis zu welcher man in diesem Falle die Verbrennungsproducte abkühlen kann, ist

$$T_1 = (1-0{,}92)\,.\,1000 = 80^0.$$

Sollte mit demselben Apparate die Temperarur der zu erwärmenden Luft bis auf 300 Grad erhöht werden, so würde unter den Bedingungen des vorigen Beispieles Gleichung 171 zu:

$$\frac{\eta\,.\,1000}{700-\eta\,.\,1000}-\ln t\left[\frac{700}{700-\eta\,.\,1000}\right]=11{,}85$$

werden und da derselben mit $\eta = 0{,}66$ Genüge geleistet wird, so würde für diesen Fall der vortheilhafteste Wirkungsgrad zu 0,66 und die vortheilhafteste Temperatur zu

$$T_1 = (1-0{,}66).1000 = 340^0$$

sich herausstellen.

Wäre dagegen unter Beibehaltung derselben Werthe und Verhältnisse der Apparat mit einer Gegenstromheizfläche angeordnet, so würde Gleichung 169, für $t_0 = 0$

$$\frac{(\eta\,.\,1000)^2}{(\eta\,.\,1000-300)\,(1000-\eta.1000)}-\frac{(\eta\,.\,1000)^2}{(\eta\,.\,1000-300)^2}\;\ln t\left[\frac{700}{1000-\eta\,.\,1000}\right]=11{,}85$$

werden und hieraus der vortheilhafteste Wirkungsgrad zu 0,92 und die vortheilhafteste Temperatur zu

$$T_1 = (1-0{,}92)\,1000 = 80^0$$

sich ergeben.

Aus einem Vergleich dieses Wirkungsgrades mit dem für die Nichtstromheizfläche zeigt sich richtiger der Vortheil der Gegenstromheizfläche, als aus der Tabelle auf Seite 112, da hier, was dort nicht geschehen konnte, die Herstellungskosten des Apparates und das Verhältniss zwischen seiner ganzen Grösse und Heizfläche berücksichtigt sind. Dieser Vortheil nimmt mit der Wärmemenge zu, welche man pro Stunde einleiten will.

Wäre z. B. W = 30000, so würde zunächst die pro Stunde verbrauchte Kohlenmenge sein:

für den Nichtstromapparat $M = \frac{W}{\eta \eta_1 k} = \frac{30000}{0,66.5000} = 9$ Kilogr.

für den Gegenstromapparat ... $M = \frac{30000}{0,92 \cdot 5000} = 6,5$ Kilogr.

so dass also bei Anwendung des Gegenstromapparates jährlich

$$1300 \, (9 - 6,5) = 3250 \text{ Kilogr.}$$

Kohlen weniger gebraucht, oder

$$\tfrac{1}{160} \cdot 3250 = 20 \text{ Thlr.}$$

erspart würden.

Da nun eine Heizfläche nöthig ist:

für den Nichtstromapparat

$$F = \frac{30000}{w.0,66.1000} \ln t \left\{ \frac{1000 - 300}{1000 - 300 - 0,66.1000} \right\} = 9,3 \; \square \text{ Meter,}$$

für den Gegenstromapparat

$$F = \frac{30000}{w(0,92.1000 - 300} \left\{ \frac{1000 - 300}{1000 - 0,92.1000} \right\} = 7,5 \; \square \text{ Meter,}$$

so werden bei Anwendung des letzten auch noch:

$$\frac{\mathfrak{p}\,\mathfrak{k}\,\mu\,\lambda\,\varepsilon}{100}(9,3 - 7,5) = \frac{20.0,1.7200.0,01.4}{100.3}(9,3 - 7,5) = 3,4 \text{ Thlr.}$$

also in Summa 23,4 Thlr. erspart.

Bei einer doppelt und dreifach so grossen, stündlich einzuleitenden Wärmemenge würde die Ersparung = doppelt und dreifach so bedeutend, also = 46,8 und 70,2 Thlr. sein.

Hierbei ist indessen nicht zu vergessen, dass vorausgesetzt wurde, der Schornstein sei vorhanden und genüge sowohl für den Nichtstromals Gegenstromapparat oder die erforderliche Zugwirkung werde durch irgend ein anderes Mittel hervorgebracht. Sollte auch der Schornstein in beiden Fällen gebaut und zwar so hoch aufgeführt werden, als es jeder einzelne Fall nöthig macht, so müssten noch die Anlagekosten für die Höhenvermehrung desselben Berücksichtigung finden, welche der Gegenstromapparat verlangt. Diese Höhenvermehrung kann unter der Annahme berechnet werden, es sei in jedem besondern Falle nur die demselben entsprechende Minimalhöhe (siehe Seite 177) nöthig.

Für den Gegenstromapparat ist schon auf Seite 176 im Beispiel 5 diese Minimalhöhe berechnet; sie ergab sich zu 24,6 Meter.

Für den Nichtstromapparat nimmt sie bei den hier auftretenden Verhältnissen folgenden Werth an.

Es muss in Formel 156

$$d_4 = 0{,}2 \qquad q_4 = 0{,}03$$

und da für den Gegenstromapparat bei einer Heizfläche von 7,5 Meter $L_1 = 15$ war und für den Nichtstromapparat $F = 9{,}3$ ist,

$$L_1 = \frac{9{,}3}{7{,}5} \,.\, 15 = 18$$

und demnach:

$$\mathfrak{A}_{\prime\prime} = 0{,}025 \frac{1}{0{,}2} \left(\frac{1}{0{,}03}\right)^2 (1 + \alpha \,.\, 670)^3 \,.\, 18 = 102500,$$

$$b\,\delta \frac{1}{R^2} = 22500,$$

und weil 3 Krümmungen mehr vorkommen

$$\mathfrak{B}_{\prime\prime} = 53000$$

gesetzt werden. Ferner:

$$nAM = 20 \,.\, 9{,}3 = 186 \quad , \; T_1 = 340$$

Hiermit wird dann:

$$H_{min} = \frac{1}{340}\left(\frac{186}{1000}\right)^2 \left\{ 102500 + 22500 + 53000 \right\} = 18 \text{ Meter},$$

und demnach müsste für den Gegenstromapparat der Schornstein um 7 Meter höher gebaut werden.

Wie schon auf Seite 177 erwähnt, würde man eine derartige, bedeutende Schornsteinhöhe für einen Calorifer nicht ausführen, sondern die Querschnittsdimensionen der Feuercanäle, oder der Röhren um so viel grösser annehmen, dass eine geringere Höhe zu Erzeugung der nöthigen Zugwirkung ausreichte.

Man sieht indessen aus diesem Beispiele, dass, wenn die Anlagekosten für den Schornstein mit in Frage kommen, die Vorzüge der Gegenstromheizfläche vor der Nichtstromheizfläche bei Calorifers nicht von Bedeutung sind. Noch mehr als für dieses Beispiel wird diese Behauptung wahr, wenn die zu erwärmende Luft nicht bis zu 300 Grad, sondern nur bis auf eine geringere Temperatur erwärmt wird. Ferner geht aus den Resultaten des Beispieles hervor, dass bei Anwendung von Schornsteinen als Zugerzeuger es nicht vortheilhaft ist, den Wirkungsgrad der Heizfläche sehr gross anzunehmen, oder was dasselbe sagt, die in den Verbrennungsproducten enthaltene Wärme durch den Erwärmungsapparat sehr stark auszunutzen. Zum weiteren Beleg hierfür sei auf die gewöhnlichen Zimmeröfen aufmerksam gemacht, denen man meistens eine zu grosse Heizfläche giebt, dadurch die Verbrennungsproducte zu stark abkühlt und in weiterer Consequenz die Zugwirkung so sehr schwächt, dass das zur Beheizung nöthige Brennmaterial nur höchst unvollkommen verbrennen kann.

Der vortheilhafteste Wirkungsgrad und die vortheilhafteste Temperatur im Schornsteine müssen in einigen Fällen auch noch auf andere Weise bestimmt werden, als es bisher geschah, und zwar in den Fällen, wo man eine gewisse Menge von Brennmaterial und nicht mehr, oder weniger verbrennen will. Es kommt nämlich bei einigen Fabrikationszweigen, die eines Erwärmungs- oder Verdampfungsapparates bedürfen, vor, dass die von den Fabrikationsproducten zurückbleibenden Abfälle am zweckmässigsten als Brennmaterialien zu benutzen sind. In diesen Fällen (Dampfschneidemühlen, Kohlengrubenbetrieb) würde es in jeder Beziehung fehlerhaft sein, den Wirkungsgrad der Feuerungsanlage grösser herzustellen, als es zu vollständiger Consumtion der als Brennmaterialien zu verwerthenden Menge von Abfällen nöthig ist, denn es würden alsdann unnöthige Kostenvermehrungen nicht allein für die Heizfläche, sondern auch für den Ofen und Schornstein aufgewendet und ein Rest von Abfällen bliebe ungenützt übrig.

Erforderte z. B. der Betrieb des Etablissements eine stündliche Wärmemenge von 30000 Wärmeeinheiten und liesse so viel Abfälle von Holz zurück, dass pro Stunde 20 Kilogr. davon verbrannt werden könnten und dasselbe eine effective Heizkraft von 3000 Wärmeeinheiten pro Kilogr. zu verwirklichen böte, so würden bei einem Heizflächenwirkungsgrade von $\eta = \frac{30000}{20 \cdot 3000} = 0{,}5$ sämmtliche Abfälle consumirt, und es wäre daher unzweckmässig, z. B. einen Wirkungsgrad von 0,7 der Heizfläche zu geben, weil alsdann eine Abfallmenge von $20 - \frac{30000}{0{,}7 \cdot 3000} = 5{,}7$ Kilogr. pro Stunde nicht verwerthet würde und ausserdem die Herstellung einer Heizfläche von 0,7 Wirkungsgrad gegenüber einer von 0,5 Wirkungsgrad vermehrte Anlagekosten erforderte, wie schliesslich auch noch der Schornstein, der für 0,7 Wirkungsgrad höher als für 0,5 sein muss, mehr kosten würde.

Allgemein lässt sich der für solche Fälle günstigste Wirkungsgrad sehr leicht durch Beachtung der Gleichung:

$$W = \eta_t \, \eta_1 \, k \, M$$

ausdrücken, worin M die Brennmaterialmenge bedeutet, die pro Stunde von den Abfällen genommen werden muss, um dieselben vollständig zu verbrauchen, W die Wärmemenge, welche pro Stunde zum Betriebe des Etablissements nöthig ist, und die übrigen Bezeichnungen, wofür sie bisher galten. Aus dieser Gleichung ist also der günstigste Wirkungsgrad:

$$\eta_t = \frac{W}{\eta_1 \, k \, M}$$

und die günstigste Temperatur im Schornsteine:

$$T_1 = \left(1 - \frac{W}{\eta_1 \, k \, M}\right) \frac{T_0}{1 - \omega} = \left(1 - \frac{W}{\eta_1 \, k \, M}\right) \frac{\eta_1 \, k}{n A \sigma}$$

In einer Schneidemühle z. B. kann man bei weichen Hölzern auf einen Abfall an Sägespänen und sonstigen Holztheilen von 3 Kilogr. pro □ Meter Schnittfläche im Mittel rechnen. Ferner ist zu stündlicher Erzeugung von 1 □ Meter Schnittfläche eine Betriebskraft von 0,3 Pferdestärken erforderlich und für diese eine Wärmemenge von 6000 Wärmeeinheiten, sofern sie nämlich durch Dampfkraft hervorgebracht und wegen Vorhandenseins billigen Brennmaterials ein solches Dampfmaschinensystem gewählt werden soll, welches mehr den Vorzug einfacherer Construction, als den der vortheilhaften Dampfausnutzung gewährt. Darf man nun für die Holzabfälle eine effective Heizkraft von η_1 k = 3500 in Rechnung ziehen, welcher Werth natürlich von der besondern Holzart und dem Wirkungsgrade des Feuerraumes abhängt, so wird, wegen W = 6000

$$\eta_t = \frac{6000}{3 \, . \, 3500} = 0{,}57$$

$$T_1 = (1 - 0{,}57) \frac{3500}{10 \, . \, 0{,}25} = 602 \, ,$$

sofern nA = 10 angenommen wird.

Muss noch anderes Brennmaterial zu Hülfe genommen werden, weil zuweilen die Sägespäne allein nicht gut brennen, so wird der günstigste Wirkungsgrad natürlich noch kleiner und die günstigste Temperatur grösser. Ist M_1 diese pro Stunde zu Hülfe genommene Brennmaterialmenge, k_1 deren Heizkraft, so muss werden:

$$\eta_t = \frac{W}{\eta_1 \, (k \, M + k_1 \, M_1)}$$

$$T_1 = \left[1 - \frac{W}{\eta_1 \, (k \, M + k_1 \, M_1)} \right] \frac{\eta_1 \, k}{n A \sigma}$$

In der Regel wird gerade bei Schneidemühlen der Wirkungsgrad zu gross genommen, weil die Maschinenfabriken für die gelieferte Dampfmaschine eine Kesselanlage anordnen, die ohne Berücksichtigung der besondern Umstände nach dem üblich gewordenen, für andere Fälle vielleicht sehr zweckmässigen Modus ihre Dimensionen erhielt.

Die Füglichkeit, ohne Zuhülfenahme von anderem Brennmaterial die Abfälle einer Schneidemühle sämmtlich für den Betrieb derselben als Brennmaterial verwerthen zu können, ist mehrfach erwiesen worden, hängt aber allerdings von der richtigen Construction der Feuerungsanlage ab. —

Ersparungen, welche bei Herbeiführung des vortheilhaftesten Wirkungsgrades mit einer Gegenstromheizfläche gegenüber einer Nichtstromheizfläche erzielt werden können.

Im vorigen Kapitel ist bereits an einem Beispiele gezeigt worden, wie die Ersparungen berechnet werden können, die durch Anordnung

einer Gegenstromheizfläche gegenüber einer Nichtstromheizfläche zu gewinnen sind. Da aber diese Rechnung eine schrittweise und daher umständliche war, so soll hier noch gezeigt werden, wie man durch Zusammenziehung der allgemeingültigen Symbole an das beabsichtigte Ziel mit einer einzigen Formel gelangt.

Hierbei werden wieder die Voraussetzungen gemacht, dass der Ofen und der Schornstein nicht in Betracht kommen, sondern nur der metallene Heizapparat selbst. Fügt man zu den bisherigen Bezeichnungen noch:

$\mathfrak{K}_n$ die jährlichen Kosten, welche zur Herstellung, Unterhaltung und zum Betriebe eines Nichtstromapparates aufgewendet werden müssen,
η_n der Heizflächenwirkungsgrad für denselben,
$\mathfrak{K}_g$, η_g analoge Grössen für den Gegenstromapparat,

so ist zufolge des vorigen Kapitels:

$$\mathfrak{K}_n = \mathfrak{S}t\ \mathfrak{k}_1 \frac{W}{\eta_n \eta_1 k} + \frac{\mathfrak{p}}{100}\left[C + \mathfrak{k}\ \mu\ \lambda\ \varepsilon\ F_n\right] + C_1$$

$$\mathfrak{K}_g = \mathfrak{S}t\ \mathfrak{k}_1 \frac{W}{\eta_g \eta_1 k} + \frac{\mathfrak{p}}{100}\left[C + \mathfrak{k}\ \mu\ \lambda\ \varepsilon\ F_g\right] + C_1$$

und demnach, wenn man

$$F_n = \frac{W}{w \cdot \eta_n T_0} \ \mathrm{lnt} \left\{ \frac{T_0 - t_1}{T_0 - t_1 - \eta_n T_0} \right\}$$

$$F_g = \frac{W}{w \cdot (\eta_g T_0 - t_1 + t_0)} \ \mathrm{lnt} \left\{ \frac{T_0 - t_1}{T_0 - t_0 - \eta_g T_0} \right\}$$

einführt, die durch den Gegenstromapparat zu erreichenden jährlichen Ersparungen:

$$\mathfrak{K}_n - \mathfrak{K}_g = W \left\{ \frac{\mathfrak{S}t\,\mathfrak{k}_1}{\eta_1 k}\left[\frac{1}{\eta_n} - \frac{1}{\eta_g}\right] + \frac{\mathfrak{p}\,\mathfrak{k}\,\mu\,\lambda\,\varepsilon}{100\ w}\left[\frac{1}{\eta_n T_0} \ \mathrm{lnt} \left\{ \frac{T_0 - t_1}{T_0 - t_1 - \eta_n T_0} \right\} - \frac{1}{\eta_g T_0 - t_1 + t_0} \ \mathrm{lnt} \left\{ \frac{T_0 - t_1}{T_0 - t_0 - \eta_g T_0} \right\}\right] \right\}$$

Werden nun die beiden Wirkungsgrade als gleich gross angenommen, so sind nach dem Ausspruche dieser Gleichung die durch den Brennmaterialverbrauch zu erzielenden Ersparungen = Null, und nur die wegen geringerer Heizflächengrösse erreichbaren kommen zur Geltung, was, da es schon *a priori* als wahr erkannt wird, als Controle für die Richtigkeit der Gleichung betrachtet werden kann.

Führt man dagegen für η_n und η_g die vortheilhaftesten Wirkungsgrade ein, so kann man zunächst die natürlichen Logarithmen durch die Gleichungen 171 und 169 ausdrücken und erhält dann:

$$\mathfrak{K}_n - \mathfrak{K}_g = W \left\{ \frac{\mathfrak{St}\,\mathfrak{k}_1}{\eta_1\,k} \left[\frac{1}{\eta_n} - \frac{1}{\eta_g} \right] + \frac{\mathfrak{p}\,\mathfrak{k}\,\mu\,\lambda\,\varepsilon}{100\,w} \left[\frac{1}{T_0 - t_1 - \eta_n\,T_0} \right. \right.$$

$$\left. \left. - \frac{100\,\mathfrak{St}\,\mathfrak{k}_1\,w}{\mu\,\lambda\,\mathfrak{k}\,\varepsilon\,\mathfrak{p}\,\eta_1\,k\,\eta_n} - \frac{1}{T_0 - t_0 - \eta_g\,T_0} + \frac{100\,\mathfrak{St}\,\mathfrak{k}_1\,w(\eta_g\,T_0 - t_1 + t_0)}{\mu\,\lambda\,\mathfrak{k}\,\varepsilon\,\mathfrak{p}\,\eta_1\,k\,\eta_g^2\,T_0} \right] \right\}$$

und nach einigen Umformungen:

$$\mathfrak{K}_n - \mathfrak{K}_g = W \left\{ \frac{\mathfrak{p}\,\mathfrak{k}\,\mu\,\lambda\,\varepsilon}{100\,w} \left[\frac{1}{T_0 - t_1 - \eta_n\,T_0} - \frac{1}{T_0 - t_0 - \eta_g\,T_0} \right] + \frac{\mathfrak{St}\,\mathfrak{k}_1\,(t_1 - t_0)}{\eta_1\,k\,\eta_g^2\,T_0} \right\} \quad \ldots\; 172.$$

Sollen z. B. von einem Dampfkessel pro Stunde 554 Kilogr. Wasser verdampft werden, was circa für eine Expansionsmaschine von 30 Pferdekräften geschehen müsste und welches einer pro Stunde einzuleitenden Wärmemenge von $650 \,.\, 554 = 360000$ Calorieen entspräche, da 650 Wärmeeinheiten zu Verdampfung von 1 Kilogr. Wasser im Mittel erforderlich sind, und wäre für die besondere Oertlichkeit und den besondern Fall anzunehmen:

$$\mathfrak{p} = 20 \;,\; \mathfrak{k} = 0{,}2 \;,\; \mu = 7800 \;,\; \lambda = 0{,}005 \;,\; \varepsilon = 2$$

$$w = 23 \;,\; \mathfrak{St} = 4000 \;,\; \mathfrak{k}_1 = \frac{1}{160} \;,\; t_1 = 120 \;,\; t_0 = 0$$

$$\eta_1\,k = 5000 \;,\; T_0 = 1000 \;,$$

so würden sich nach den Formeln 169, 171 zunächst die günstigsten Wirkungsgrade zu:

$$\eta_g = 0{,}98 \;,\; \eta_n = 0{,}86$$

ergeben, und mit denselben erhielte man nach Gleichung 172:

$$\mathfrak{K}_n - \mathfrak{K}_g = 360000 \left\{ \frac{20 \,.\, 0{,}2 \,.\, 7800 \,.\, 0{,}005 \,.\, 2}{100 \,.\, 23} \left[\frac{1}{20} - \frac{1}{20} \right] + \frac{4000 \,.\, 120}{5000 \,.\, 160 \,.\, (0{,}98)^2 \,.\, 1000} \right\} = 239$$

d. h. durch Anlage eines Gegenstromapparates gegenüber einem Nichtstromkessel würde man bei Erreichung desselben hier vorgesteckten Zweckes jährlich 239 Thlr. ersparen; hierbei wird aber wiederholt darauf aufmerksam gemacht, dass die Mehrkosten für den Schornstein, die ein Gegenstromkessel nöthig macht, in dieser Rechnung nicht berücksichtigt sind, und ferner, dass das Ergebniss deshalb nur ein angenähertes ist, weil die Gegenstromheizfläche eines Dampfkessels nach einer etwas andern Formel, als hier in Anwendung kam, berechnet werden muss, und weil strenggenommen auch das Gewicht der beiden Kessel noch

genauer ermittelt werden müsste. Uebrigens sieht man aus dieser Rechnung gleichzeitig, dass man den Wirkungsgrad eines Dampfkessels sehr hoch nehmen kann, ohne ein Ueberschreiten des vortheilhaftesten befürchten zu müssen.

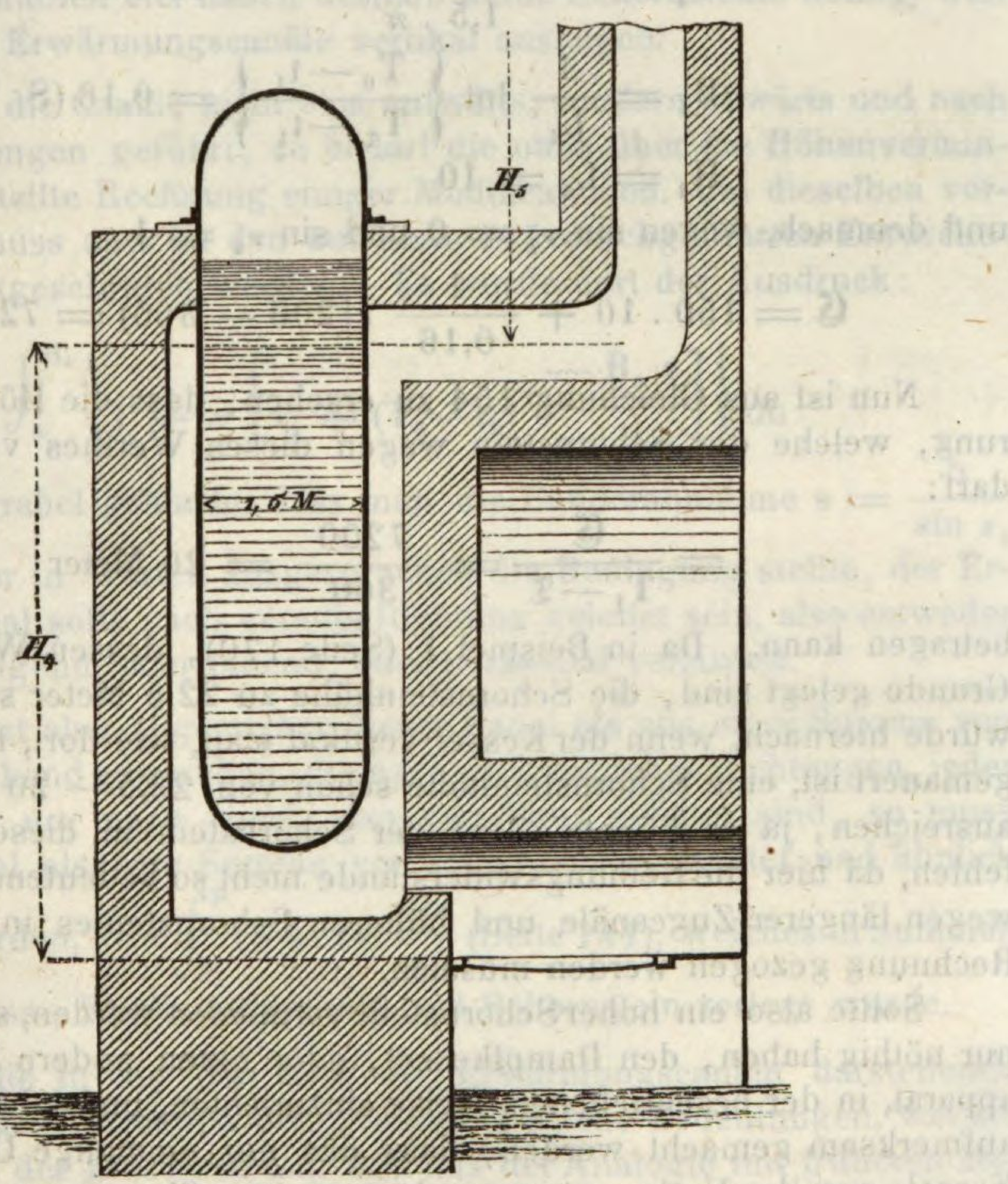
Einfluss der vertikalen oder steigenden Canäle, oder des Ausdrucks:

$$\mathfrak{G} = (t_1 - \mathfrak{T}) H_4 + \frac{\mathfrak{T}_0 - \mathfrak{T}}{B_1} \sin \nu_1 \left(1 - e^{-B_1 L_1}\right) + \frac{\sin \nu_4}{B_4} (T_0 - T_1)$$

auf die Höhe des Schornsteins.

Mitunter kommt es vor, dass die Canäle oder Züge einer Feuerungsanlage ansteigend oder fallend, dass also H_4 und ν_4 in obiger Formel

Fig. 34.



für $\mathfrak{G}$ grösser als Null sind, und dann wird die Höhe des Schornsteins von dieser Neigung der Canäle und zwar nicht unerheblich beeinflusst.

Wäre z. B. ein Dampfkessel in der durch Fig. 34 dargestellten Weise eingemauert, wie es in der That geschieht*), und würde in Uebereinstimmung mit Beispiel 1 (Seite 170) angenommen werden können:

$$T_0 = 1200\ ,\ T_1 = 360\ ,\ t_1 = 150$$
$$nA = 20\ ,\ M = 150\ ,\ \mathfrak{T} = 0$$

so dass:

$$F = \frac{20 \cdot 150 \cdot \sigma}{23} \ \text{lnt} \left\{ \frac{1200 - 150}{360 - 150} \right\} = 52 \ \square \ \text{Meter}$$

sich ergäbe; ordnete man ferner die Züge so an, dass die Verbrennungsproducte den ganzen Kessel umspülten, also nur in die Höhe sich bewegten und direct in den Schornstein träten, so würde

$$L_4 = \frac{F - \left(\frac{1,5}{2}\right)^2 \pi}{1,5 \cdot \pi} = 10 \ \text{Meter}$$

$$B_4 = \frac{1}{L_4} \ \text{lnt} \left\{ \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1} \right\} = 0,16 \ \text{(S. 169)}$$

$$H_4 = L_4 = 10$$

und demnach, wegen $\sin \nu_1 = 0$ und $\sin \nu_4 = 1$

$$\mathfrak{C} = 150 \cdot 10 + \frac{1}{0,16} (1200 - 360) = 7200.$$

Nun ist aus Gleichung 154 zu ersehen, dass die Höhenverminderung, welche der Schornstein wegen dieses Werthes von $\mathfrak{C}$ erleiden darf:

$$= \frac{\mathfrak{C}}{T_1 - \mathfrak{T}} = \frac{7200}{360} = 20 \ \text{Meter}$$

betragen kann. Da in Beispiel 1 (Seite 170), dessen Werthe hier zu Grunde gelegt sind, die Schornsteinhöhe zu 22,5 Meter sich ergab, so würde hiernach, wenn der Kessel vertikal statt, wie dort, horizontal eingemauert ist, eine Schornsteinhöhe schon von 22,5 — 20 = 2,5 Meter ausreichen, ja es könnte sogar der Schornstein in diesem Falle ganz fehlen, da hier die Reibungswiderstände nicht so bedeutend sind, als sie wegen längerer Zugcanäle und höheren Schornsteines in Beispiel 1 in Rechnung gezogen werden mussten.

Sollte also ein hoher Schornstein vermieden werden, so würde man nur nöthig haben, den Dampfkessel, oder einen andern Erwärmungsapparat, in der beschriebenen Weise einzurichten, und dabei kann darauf aufmerksam gemacht werden, dass das nur einmalige Umspülen des Kessels von den Verbrennungsproducten gegenüber einem mehrmaligen

*) Péclet, Traité de la chaleur, II édit., pl. 34, 44.

Hin- und Herleiten der Canäle durchaus keinen Nachtheil hat. Dagegen führt diese Einrichtung den Nachtheil mit sich, dass die Heizfläche als Parallelstromheizfläche wirksam ist und demnach von grösserer Ausdehnung hergestellt werden muss, als wenn sie als Gegenstromheizfläche angeordnet wäre, und ferner würde für viele Brennmaterialien ein zweiter Nachtheil daraus erwachsen, dass die strahlende Wärme nicht direct benutzt werden könnte, weshalb zu Erreichung eines bestimmten Wirkungsgrades die Heizfläche noch grösser hergestellt werden müsste, als es sonst erforderlich wäre.

Der rauchverzehrende Apparat von Dr. Gall hat einen vom Heerde ausgehenden, vertikal ansteigenden Canal, in welchem die Verbrennungsproducte nahezu die Temperatur des Feuerraumes haben, und daher hat sich gezeigt, dass dieser Apparat mit einem nur sehr niedrigen Schornstein ausreicht, wie Gall in seiner Broschüre*) auch anführt. Hohöfen, Glasöfen, Brennöfen etc. haben deshalb keine Schornsteine nöthig, weil bei ihnen die Erwärmungscanäle vertikal ansteigen.

Werden die Canäle nicht blos aufwärts, sondern abwärts und nach andern Richtungen geführt, so bedarf die oben über die Höhenverminderung angestellte Rechnung einiger Modificationen. Um dieselben vorzunehmen, muss aber zu den auf Seite 145 durchgeführten Entwickelungen zurückgeschritten werden. Es wurde dort der Ausdruck:

$$\int_0^{H_4} \left\{ 1 + \alpha \left[t_1 + (T_0 - t_1)\, e^{-B_4 s} \right] \right\} dh$$

dadurch integrabel gemacht, dass man die Sonderannahme $s = \frac{h}{\sin \nu_4}$ einführte, oder in Worten ausgesprochen die Bedingung stellte, der Erwärmungscanal solle nach gerader Richtung geleitet sein, also entweder durchweg steigend, oder fallend, oder horizontal verlaufen.

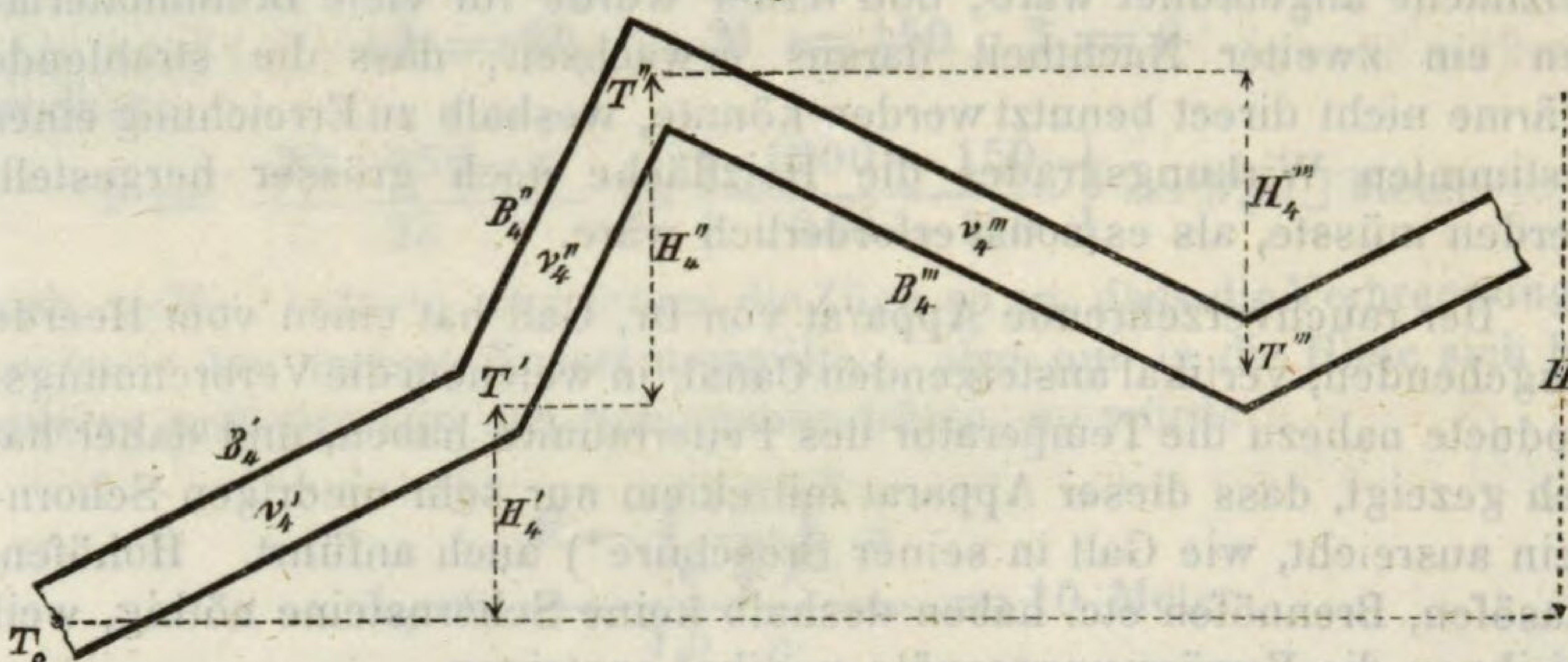
Wird jetzt aber allgemeiner dieser Canal als aus einer Summe von Canälen bestehend angesehen, die nach verschiedenen Richtungen, jeder für sich aber nur nach einer, also geradlinig geleitet sind, so muss obiges Integral als eine Summe von Integralen betrachtet und ähnlich behandelt werden, wie $\int_{P_1}^{P} (1 + \alpha \tau) \frac{dp}{p}$ (Seite 144), welches in Summen für den Zufluss-, Erwärmungscanal und Schornstein zerlegt wurde.

Haben die in die den Lauf der Erwärmungscanäle darstellende Figur 35 eingeschriebenen Bezeichnungen solche Bedeutungen, wie sie aus dem Orte der Einschreibung und aus der Analogie mit früheren Be-

*) Beschreibung meiner rauchverzehrenden Dampfkesselöfen, Dr. L. Gall. Trier 1855.

zeichnungen ohne weitere Erklärung zu definiren sein werden, und nimmt man im ganzen Erwärmungsapparate eine gleich hohe Temperatur t_1 an, so schreibt sich:

Fig. 35.



$$\int_0^{H_4} \left\{ 1 + \alpha \left[t_1 + (T_0 - t_1)\, e^{-B_4 s} \right] \right\} dh = \int_0^{H'_4} \left\{ 1 + \alpha t_1 + \alpha (T_0 - t_1)\, e^{-B'_4 \frac{h}{\sin \nu'_4}} \right\} dh$$

$$+ \int_0^{H''_4} \left\{ 1 + \alpha t_1 + \alpha (T' - t_1)\, e^{-B''_4 \frac{h}{\sin \nu''_4}} \right\} dh + \int_0^{H'''_4} \left\{ 1 + \alpha t_1 + \alpha (T'' - t_1)\, e^{-B'''_4 \frac{h}{\sin \nu'''_4}} \right\} dh + \text{etc.}$$

$$= (1 + \alpha t_1) H_4 + \alpha (T_0 - t_1) \frac{\sin \nu'_4}{B'_4} \left[1 - e^{-B'_4 \frac{H'_4}{\sin \nu'_4}} \right]$$

$$+ \alpha (T' - t_1) \frac{\sin \nu''_4}{B''_4} \left[1 - e^{-B''_4 \frac{H''_4}{\sin \nu''_4}} \right] + \alpha (T'' - t_1) \frac{\sin \nu'''_4}{B'''_4} \left[1 - e^{-B'''_4 \frac{H'''_4}{\sin \nu'''_4}} \right] + \text{etc.}$$

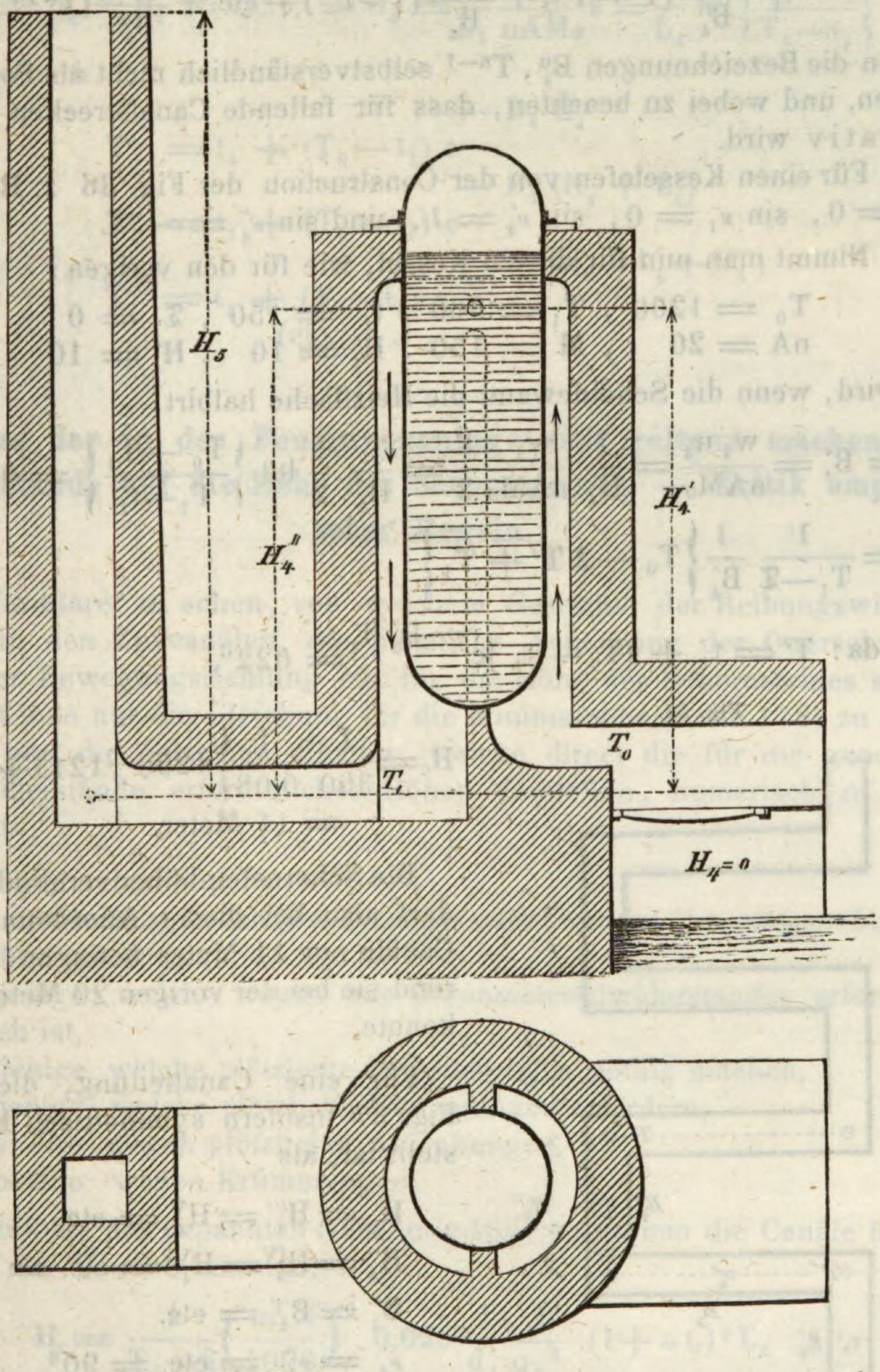
und wegen $\frac{H'_4}{\sin \nu'_4} = L'_4$ und $T' = t_1 + (T_0 - t_1)\, e^{-B'_4 L'_4}$ (Seite 145):

$$= (1 + \alpha t_1) H_4 + \frac{\sin \nu'_4}{B'_4} \alpha (T_0 - T') + \frac{\sin \nu''_4}{B''_4} \alpha (T' - T'') + \frac{\sin \nu'''_4}{B'''_4} \alpha (T'' - T''') + \text{etc.}$$

Führt man nun diesen Werth in Gleichung 144 und in die daraus gefolgerten ein, so gelangt man zu dem für $\mathfrak{C}$ allgemeiner gültigen Ausdruck:

$$\mathfrak{S}' = (t_1 - \mathfrak{T})\, H_4 + \frac{\mathfrak{T}_0 - \mathfrak{T}}{B_1} \sin \nu_1 \left(1 - e^{-B_1 L_1}\right) + \frac{\sin \nu_4'}{B_4'} (T_0 - T')$$
$$+ \frac{\sin \nu_4''}{B_4''} (T' - T'') + \frac{\sin \nu_4'''}{B_4'''} (T'' - T''') + \text{etc.}$$

Fig. 36.



und demnach wird die wegen dieses Ausdruckes, also wegen des Ansteigens oder Fallens der Zufluss- und Erwärmungscanäle zulässige

Höhenverminderung, resp. nöthige Höhenvermehrung des Schornsteines:

$$H_c = \frac{1}{T_1 - \mathfrak{T}} \Big\{ (t_1 - \mathfrak{T}) H_4 + \frac{\mathfrak{T}_0 - \mathfrak{T}}{B_1} \sin\nu_1 \left(1 - e^{-B_1 L_1} + \right) \frac{\sin\nu_4'}{B_4'} (T_0 - T')$$

$$+ \frac{\sin\nu_4''}{B_4''}(T' - T'') + \frac{\sin\nu_4'''}{B_4'''}(T'' - T''') + \text{etc.} + \frac{\sin\nu_4^n}{B_4^n}(T^{n-1} - T_1) \Big\}$$

worin die Bezeichnungen B_4^n, T^{n-1} selbstverständlich nicht als Potenzen gelten, und wobei zu beachten, dass für fallende Canalstrecken $\sin\nu_4$ negativ wird.

Für einen Kesselofen von der Construction der Fig. 36 z. B. wäre $H_4 = 0$, $\sin\nu_1 = 0$, $\sin\nu_4' = 1$, und $\sin\nu_4'' = -1$.

Nimmt man nun für diesen Kessel, wie für den vorigen:

$$T_0 = 1200,\ T_1 = 360,\ t_1 = 150,\ \mathfrak{T} = 0$$
$$nA = 20,\ M = 150,\ H_4' = 10,\ H_4'' = 10$$

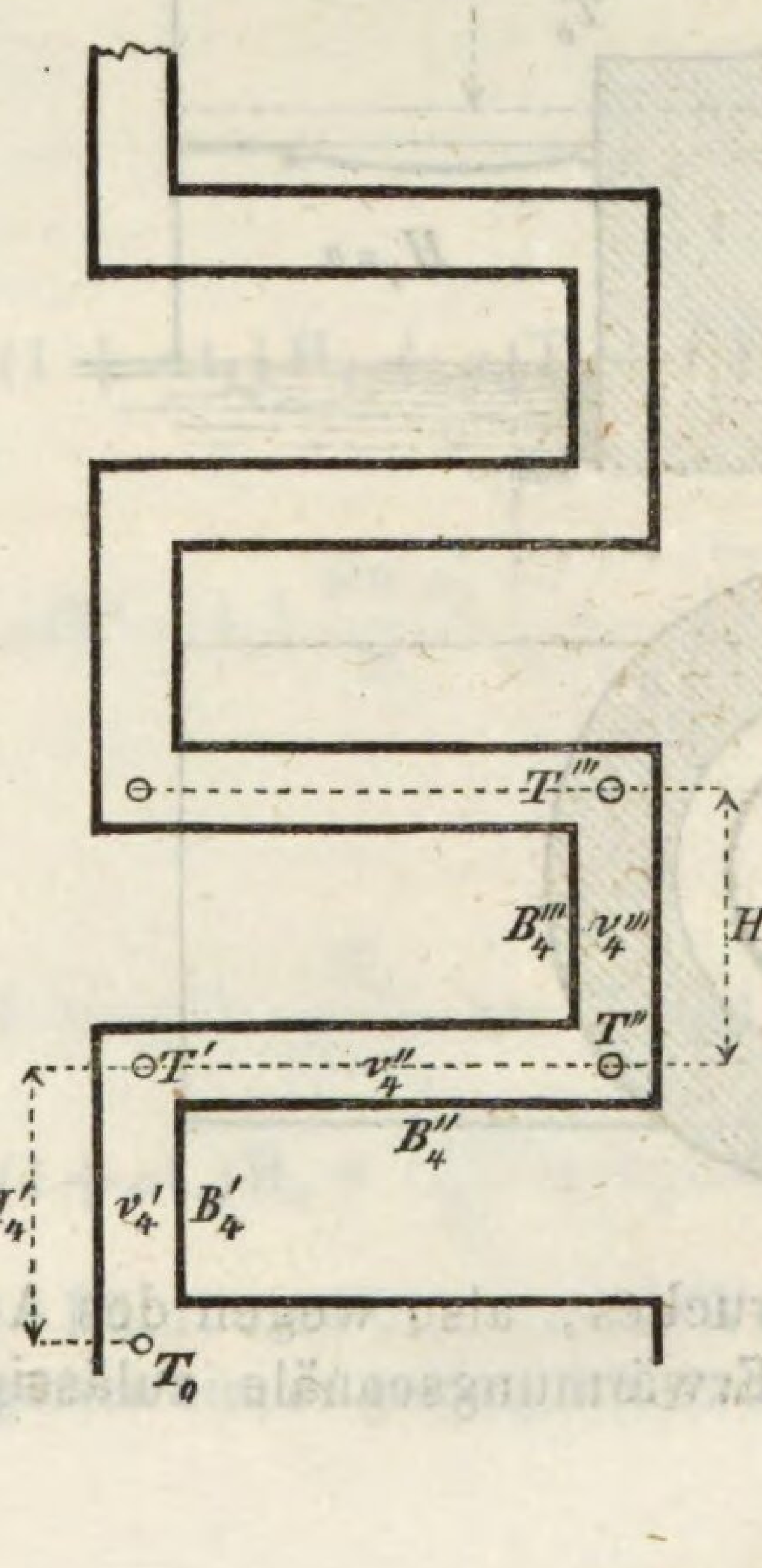
so wird, wenn die Scheidewand die Heizfläche halbirt:

$$B_4' = B_4'' = \frac{w_4 u_4}{nAM\sigma} = \frac{1}{H_4'} \frac{w_4}{nAM\sigma} \frac{F}{2} = \frac{1}{H_4'} \cdot \frac{1}{2} \ln t \left\{ \frac{T_0 - T_1}{T_1 - t_1} \right\} = 0{,}08$$

$$H_c = \frac{1}{T_1 - \mathfrak{T}} \frac{1}{B_4'} \Big\{ T_0 - 2T' + T_1 \Big\}$$

und da: $T' = t_1 + (T_0 - t_1) e^{-B_4' H_4'} = 622^0$,

Fig. 37.



$$H_c = \frac{1}{360} \frac{1}{0{,}08} \Big\{ 1200 - 1244 + 360 \Big\}$$
$$= 11 \text{ Meter.}$$

Die Schornsteinhöhenverminderung darf also bei dieser Anordnung der Canäle nur 11 Meter betragen, während sie bei der vorigen 20 Meter sein konnte.

Für eine Canalleitung, die wie Fig. 37 insofern symmetrisch hergestellt ist, als

$$H_4' = H_4''' = H_4^V = \text{etc.}$$
$$H_4'' = H_4^{IV} = H_4^{VI} = \text{etc.} = 0$$
$$B_4' = B_4''' = \text{etc.}$$
$$\nu_4' = \nu_4''' = \text{etc.} = 90^0$$

angeordnet wurde, ergiebt sich

$$H_c = \frac{1}{T_1 - \mathfrak{T}} \left\{ (t_1 - \mathfrak{T}) H_4 + \frac{1}{B_4'} \left[T_0 + T'' + T^{IV} + \ldots - (T' + T''' + T^{V} + \ldots) \right] \right\}$$

Ist nun auch u_4 überall gleich, so wird wegen $B_4 = \frac{w_4 \, u_4}{nAM\sigma}$:

$$B_4' = B_4'' = B_4''' = \text{etc.} \ldots = B_4 = \frac{1}{L_4} \frac{w_4}{nAM\sigma} F = \frac{1}{L_4} \ln t \left\{ \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1} \right\}$$

und hiernach:

$$T' = t_1 + (T_0 - t_1)\, e^{-B_4 H_4'}$$

$$T'' = t_1 + (T_0 - t_1)\, e^{-B_4 (H_4' + L_4'')}$$

$$T''' = t_1 + (T_0 - t_1)\, e^{-B_4 (H_4' + L_4'' + H_4''')}$$

(etc. . . .)

Einfluss der in der Feuerungsanlage sich geltend machenden Widerstände auf die Höhe des Schornsteines. — Kritik empirischer Regeln.

Um klarer zu sehen, von welchem Gewichte der Reibungswiderstand in den Zugcanälen, die plötzliche Aenderung der Querschnitte und der Bewegungsrichtung etc. für die Höhe des Schornsteines sind, braucht man nur die Gleichung für die Minimalhöhe (Seite 178) zu zerlegen und die einzelnen Glieder, welche direct die für die genannten Widerstände erforderlichen Höhen darstellen, numerisch zu behandeln.

Wird:

H_r die der Reibung in den Erwärmungs- oder Feuercanälen entsprechende Höhe genannt,

H_b diejenige, welche wegen des Brennmaterialwiderstandes erforderlich ist,

H_e diejenige, welche plötzliche Erweiterungen nöthig machen,

H_v diejenige, welche plötzliche Verengungen erfordern,

H_a dito dito wegen plötzlicher Ablenkungen,

H_k dito dito wegen Krümmungen,

so ist zufolge der genannten Gleichung 156, wenn man die Canäle horizontal, also $\mathfrak{C} = 0$ annimmt:

$$H_r = \frac{1}{T_1 - \mathfrak{T}} \left(\frac{nAM}{1000} \right)^2 0{,}025 \frac{1}{d_4} \frac{1}{q_4^2} (1 + \alpha t_r)^3 L_4 \quad \ldots \ldots 173$$

oder genauer, indem beachtet wird, dass allgemeiner richtig nach Seite 152:

$$\frac{1}{d_4}\frac{1}{q_4{}^2} = \frac{1}{4}\frac{u_4}{q_4{}^3}$$

gesetzt werden muss:

$$H_r = \frac{1}{T_1 - \mathfrak{T}}\left(\frac{nAM}{1000}\right)^2 0{,}00625 \frac{u_4}{q_4{}^3}(1 + \alpha t_r)^3 L_4 \quad \ldots\ldots \quad 174$$

und noch genauer, indem man zufolge Seite 149 für $(1 + \alpha t_r)^3 L_4$ den exacteren Werth einführt:

$$H_r = \frac{1}{T_1 - \mathfrak{T}}\left(\frac{nAM}{1000}\right)^2 0{,}00625 \frac{u_4}{q_4{}^3}\Big\{(1 + \alpha t_1)^3 L_4 + \frac{1}{B_4}\Big[0{,}011\,(1+\alpha t_1)^2 (T_0 - T_1) + 0{,}0000204\,(1 + \alpha t_1)\Big((T_0 - t_1)^2 - (T_1 - t_1)^2\Big) + 0{,}00000001634\Big((T_0 - t_1)^3 - (T_1 - t_1)^3\Big)\Big]\Big\} \ldots 175$$

Ferner wird nach 156:

$$H_b = \frac{1}{T_1 - \mathfrak{T}}\left(\frac{nAM}{1000}\right)^2 \frac{b\,\delta}{R^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 176$$

$$H_e = \frac{1}{T_1 - \mathfrak{T}}\left(\frac{nAM}{1000}\right)^2 . \Sigma (1 + \alpha t_n)^2 \left(\frac{1}{q_n} - \frac{1}{q_m}\right)^2 \quad \ldots\ldots \quad 177$$

$$H_v = \frac{1}{T_1 - \mathfrak{T}}\left(\frac{nAM}{1000}\right)^2 . \Sigma \left(\frac{1}{\varphi} - 1\right)^2 \frac{1}{q_q{}^2}(1 + \alpha t_q)^2 \quad \ldots \quad 178$$

$$H_a = \frac{1}{T_1 - \mathfrak{T}}\left(\frac{nAM}{1000}\right)^2 . \Sigma \zeta_a (1 + \alpha t_a)^2 \left(\frac{1}{q_a}\right)^2 \quad \ldots\ldots \quad 179$$

$$H_k = \frac{1}{T_1 - \mathfrak{T}}\left(\frac{nAM}{1000}\right)^2 . \Sigma \zeta_k (1 + \alpha t_k)^2 \frac{1}{q_k{}^2} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 180$$

Empirische Regeln bestimmen die Dimensionen sehr vieler Feuerungsanlagen durch Verhältnisszahlen, welchen die Rostoberfläche als Einheit zu Grunde liegt; sie rathen an

$$q_k = q_a = q_q = q_m = q_4 = \xi \; R$$

zu setzen, wenn ξ eine Verhältnisszahl oder einen Coefficienten bedeutet, der meistens:

für Steinkohlen „ Braunkohlen „ Holzkohlen $\Big\} = \frac{1}{4}$
„ Holz und Torf $= \frac{1}{6}$

genommen wird.

Bezeichnet man nun mit:

m die Brennmaterialmenge in Kilogr., welche pro Stunde auf jeden □ Meter Rostoberfläche verbrannt wird, so ist zu setzen:

$$R = \frac{M}{m}$$

$$q_k = q_a = q_q = q_4 = \xi \frac{M}{m}$$

und führt man diese Werthe in obige Formeln ein, indem man noch beachtet, dass

$$T_0 = \frac{\eta_1 k}{nA\sigma} = \frac{4 . \eta_1 k}{nA}, \frac{T_0 - T_1}{2} = 2(2-\eta)\frac{\eta_1 k}{nA}, b = c\left(1 + \alpha \frac{T_0}{2}\right)$$

ist, so ergiebt sich:

$$H_r = \frac{0{,}025}{T_1 - \mathfrak{T}}\left(\frac{nA}{1000}\right)^2 \left[1 + \alpha . 2(2-\eta)\frac{\eta_1 k}{nA}\right]^3 L_4 \frac{\sqrt{m^5}}{\sqrt{M}} \frac{1}{\sqrt{\xi^5}} \quad \ldots\ldots 181$$

$$H_b = \frac{c}{T_1 - \mathfrak{T}}\left(\frac{nA}{1000}\right)^2 \left(1 + \alpha \frac{2\eta_1 k}{nA}\right)^3 \delta\, m^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots 182$$

$$H_e = \frac{1}{T_1 - \mathfrak{T}}\left(\frac{nA}{1000}\right)^2 \left(\frac{q_m}{q_n} - 1\right)^2 \frac{m^2}{\xi^2} \Sigma (1 + \alpha t_n)^2 \quad \ldots\ldots\ldots 183$$

$$H_a = \frac{1}{T_1 - \mathfrak{T}}\left(\frac{nA}{1000}\right)^2 \frac{m^2}{\xi^2} \Sigma \zeta_a (1 + \alpha t_a)^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots 184$$

$$H_k = \frac{1}{T_1 - \mathfrak{T}}\left(\frac{nA}{1000}\right)^2 \frac{m^2}{\xi^2} \Sigma \zeta_k (1 + \alpha t_k)^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots 185$$

Aus diesen Gleichungen ist zu ersehen, dass bei Befolgung genannter, empirischer Regeln die Widerstandshöhen nicht von der Gesammtmenge des pro Stunde verbrauchten Brennmaterials, also nicht von der absoluten Grösse der Feuerungsanlage, sondern von der Brennmaterialmenge abhängen, welche pro Stunde auf der Rostflächen e i n h e i t consumirt wird, und zwar dass dieselben proportional dem Quadrate dieser letztgenannten Menge sind. Eine Ausnahme hiervon macht die Reibungswiderstandshöhe, welche genauer proportional der Wurzel aus der 5ten Potenz des pro Stunde auf jedem □ Meter Rostoberfläche verbrauchten Brennmaterials ist und verkehrt proportional mit der $\sqrt{}$ aus der gesammten Brennmaterialmenge variirt, wonach dieselbe für kleinere Feuerungsanlagen bedeutender als für grosse wird. Zweitens sind die Widerstandshöhen durch Krümmungen und Ablenkungen umgekehrt proportional dem Quadrate der Verhältnisszahl ξ, und die Reibungswiderstandshöhe umgekehrt proportional der 5ten Potenz der $\sqrt{}$ von ξ, woraus hervorgeht, dass e n g e Canäle eine b e d e u t e n d e V e r m e h r u n g d e r S c h o r n s t e i n h ö h e nöthig machen.

Ferner können aus jenen Formeln folgende Schlüsse gezogen und folgende Vergleiche angestellt werden:

a. für die Reibungswiderstandshöhe.

Um zu sehen, in wie weit die angenäherten Formeln 173 und 174 mit der genauen übereinstimmen, sei $T_0 = 1000$ und die Temperatur des zu erwärmenden Körpers, also $t_1 = 100$. Beachtet man alsdann, dass nach Seite 169 $B_4 = \frac{1}{L_4} \ln t \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1}$ ist, so sind die Glieder, durch welche die genäherte und genaue Formel sich unterscheiden:

für die angenäherte Formel $(1 + \alpha t_r)^3 = \left(1 + \alpha \frac{T_0 + T_1}{2}\right)^3$

für die genaue Formel 175:

$$= (1 + \alpha t_1)^2 + \frac{1}{\ln t \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1}} \Big[0{,}011 \; (1 + \alpha t_1)^2 \; (T_0 - T_1) +$$

$$0{,}0000204 \; (1 + \alpha t) \left((T_0 - t_1)^2 - (T_1 - t_1)^2\right) +$$

$$0{,}00000001634 \; \left((T_0 - t_1)^3 - (T_1 - t_1)^3\right)\Big]$$

Führt man nun in diese Glieder die angegebenen Werthe ein, indem man nach einander $T_1 = 500$, $= 300$, $= 150$ nimmt, so erhält man

für $T_1 =$	500	300	150
	angenäherte Formel:		
$(1 + \alpha t_r)^3 =$	52,5	38,6	29
	genaue Formel:		
obiges Glied $=$	50,2	32,5	16,5

und hieraus ist zu erkennen, dass für hohe Werthe von T_1 also für schwache Wirkungsgrade die angenäherte und genaue Formel ziemlich gleichlautende Resultate liefern, dass aber bei gegentheiliger Annahme von T_1 und Wirkungsgrad die Ergebnisse sehr weit auseinanderstehen und zwar die angenäherte Formel beinah doppelt so grosse Werthe für die Reibungswiderstandshöhe berechnet, als die genaue. Wird daher in den letzten Fällen die angenäherte Formel verwendet, so kann man darauf zählen, dass ihre Resultate den beabsichtigten Erfolg hinreichend sicher stellen, und darf, da die Reibungshöhe den grössten Theil der totalen Schornsteinhöhe ausmacht, dieselbe immer kleiner nehmen, als die angenäherte Formel es vorschreibt.

Um den Grad der Annäherung von 173 an 174 zu erkennen, braucht man nur die Factoren $\frac{4}{d_4}$ und $\frac{u_4}{q_4}$ mit einander zu vergleichen, da die anderen in beiden Formeln übereinstimmend sind. Nimmt man zu dem Ende $q_4 = 0{,}5$ Meter und giebt dem Canal von diesem Querschnitte nacheinander verschiedene Breiten und Höhen, so wird:

für die Breiten	1	1,5	2	3 Meter.
$\frac{u_4}{q_4} =$	6	7,3	9	12,7
$\frac{4}{d_4} = \frac{4}{\sqrt{q_4}} =$	5,7	5,7	5,7	5,7

so dass also bei lang gestreckten Querschnitten, wie sie häufig vorkommen, der 1ste Werth circa doppelt so gross als der zweite und demnach die genaue Formel doppelt so grosse Reibungswiderstandshöhen liefert, als die angenäherte. Der Fehler, welcher bei Anwendung von 173 gegenüber von 175 entsteht, wird daher meistens durch diesen letzten Fehler compensirt.

b. für die Brennmaterial - Widerstandshöhe.

Diese Höhe ist nicht einfach dem Quadrate der durchströmenden Luftmenge, sondern dem Producte $(nA)^2 \left(1 + \alpha \frac{2\,\eta_1\,k}{nA}\right)^3$ proportional.

Für nA =	10	20	30
wird dies Product =	1010	442	318

so dass also auch diese Höhe um so grösser werden muss, je weniger Verbrennungsluft für eine Brennmaterialmenge von gegebener Heizkraft eingeführt wird.

Sie ist ferner der Dicke δ der Brennmaterialschicht direct proportional. —

Indem nun an einigen numerischen Beispielen gezeigt werden soll, welches relative Verhältniss diese Widerstandshöhen unter verschiedenen Umständen zu einander und zu der pro □ Meter und pro Stunde consumirten Brennmaterialmenge haben, möge gleichzeitig auch die sogenannte theoretische und diejenige Höhe in den Vergleich gezogen werden, welche der im Schornsteine zur Geltung kommende Reibungswiderstand zu seiner Ueberwindung beansprucht, und ferner möge noch mit diesem Vergleich eine Untersuchung der oben genannten empirischen Regeln vereinigt werden.

Bezeichnet man mit:

H_t die erwähnte theoretische Höhe, d. h. diejenige, welche zu Erreichung einer verlangten Zugkraft nöthig wäre, wenn gar keine Widerstände überwunden zu werden brauchten,

H_s die Höhe, welche zu Ueberwindung des Schornstein-Reibungswiderstandes angeordnet werden muss,

so ist nach Formel 154 zu setzen:

$$H_t = \frac{16 . V^2}{T_1 - \mathfrak{T}}$$

$$H_s = \frac{25,3}{T_1 - \mathfrak{T}} \sqrt{\frac{V^5}{nAM} (1 + \alpha T_1) . L_5}$$

wenn $q_5 = Q$ angenommen und $d_5 = \sqrt{Q} = \sqrt{\frac{nAM\,(1 + \alpha T_1)}{3600 \,.\, \gamma_0 \,.\, V}}$ eingeführt wird (Gleichung 151). Wendet man auch hierauf oben genannte, empirische Regeln an, nach welchen

$$Q = \xi R = \xi \frac{M}{m}$$

gewählt wird, so ergiebt sich, wenn V durch Q und nAM ausgedrückt wird·

$$H_t = \frac{(1 + \alpha T_1)^2}{T_1 - \mathfrak{T}} \left(\frac{nA}{1000}\right)^2 \frac{m^2}{\xi^2} \dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots 186$$

$$H_s = \frac{0,025}{T_1 - \mathfrak{T}} \left(\frac{nA}{1000}\right)^2 (1 + \alpha T_1)^3 L_5 \frac{1}{\sqrt{M}} \sqrt{\frac{m^5}{\xi^5}} \dots\dots\dots 187$$

Dieselben empirischen Regeln rathen ferner an, die Höhe des Schornsteines 25 bis 30mal so gross zu machen, als seinen innern Durchmesser, lassen aber den besondern Werth für m, also für die pro Stunde auf jeden □ Meter zu verbrauchende Brennmaterialmenge sehr unbestimmt, indem sie für Steinkohlenfeuerungen einer Wahl desselben in den weiten Grenzen m = 20 bis m = 150 freien Spielraum gewähren.*) Folgende Resultate unserer Formeln haben vor Augen zu legen den Zweck, welchen ausserordentlich bedeutenden Einfluss die Wahl von m auf die Schornsteinhöhe ausübt und zu welchen Verkehrtheiten daher die genannten empirischen Regeln führen können, sofern auch die Höhenbestimmung derselben beibehalten wird.

Es sei angenommen, 100 Kilogr. Steinkohlen sollen in der Stunde in einer Feuerungsanlage verbrannt werden und zwar unter den 3 verschiedenen Umständen, dass mit der Heizfläche ein Wirkungsgrad von 0,5, dann von 0,7 und darauf von 0,85 erreicht werde. Die wirklich vom Brennmaterial erzeugte Heizkraft η_1 k sei = 5000, die pro Kilogr. wirklich einzuleitende Luftmenge nA = 20 und daher $T_0 = 1000$.

Ferner sei:

$c = 330$

$\delta = 0,08$

$\Sigma\, \zeta_a (1 + \alpha t_a)^2 = (1 + \alpha 800)^2 + (1 + \alpha 500)^2 + (1 + \alpha 400)^2 = 30$

$\Sigma\, \zeta_k$ etc. $= 0$

$\Sigma \left(\frac{1}{\varphi} - 1\right)^2$ etc. $= 0$

$\Sigma\, (1 + \alpha\, t_n)^2 = 22,$

*) Péclet, Traité de la chaleur, 3. édit., Vol. I, pag. 391.

da nur eine plötzliche Querschnittserweiterung vorkommen soll, nämlich die hinter der Feuerbrücke, für welche $t_n = T_0$ zu nehmen ist. Mit dem Wirkungsgrade η variirt auch die Temperatur T_1 und die Länge L_4 der Erwärmungscanäle. Eine Berechnung dieser beiden Grössen, nach den Formeln:

$$T_1 = (1-\eta)\, T_0 \text{ und } L_4 = \frac{F}{u_4} = \frac{nAM\sigma}{w_4\, u_4} \ln t \left\{ \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1} \right\}$$

giebt für:

η	=	0,5	0,7	0,85
T_1	=	500	300	150
L_4	=	10	18	36

Mit diesen Werthen und den Formeln 173 bis 182 mögen nun für zwei verschiedene Annahmen die erforderlichen Schornsteinhöhen berechnet werden und zwar 1^stens^, wenn:

$$m = 150 \quad , \quad \frac{q_m}{q_n} = 2$$

2^tens^, wenn:

$$m = 50 \quad , \quad \frac{q_m}{q_n} = \frac{5}{4}$$

in beiden Fällen aber $\xi = \frac{1}{4}$ ist. Man erhält:

1^stens^

$\eta = 0,5$		$\eta = 0,7$		$\eta = 0,85$	
$H_r = 9,26$	Meter.	$H_r = 20$	Meter.	$H_r = 63,6$	Meter.
$H_b = 11,9$	„	$H_b = 19,8$	„	$H_b = 37,6$	„
$H_c = 6,33$	„	$H_c = 10,5$	„	$H_c = 21,1$	„
$H_a = 8,64$	„	$H_a = 14,4$	„	$H_a = 28,2$	„
$H_t = 2,3$	„	$H_t = 1,9$	„	$H_t = 2,3$	„
Sa. = 38,43	„	Sa. = 66,6	„	Sa. = 152,8	„
$H_s = 16$	„	$H_s = 16,4$	„	$H_s = 35,2$	„
$H_5 = 54,43$	Meter.	$H_5 = 83$	Meter.	$H_5 = 188$	Meter.

2^tens^

$H_r = 0,59$	Meter.	$H_r = 1,27$	Meter.	$H_r = 4$	Meter.
$H_b = 1,2$	„	$H_b = 2$	„	$H_b = 4$	„
$H_c = 0,39$	„	$H_c = 0,66$	„	$H_c = 1,32$	„
$H_a = 0,96$	„	$H_a = 1,6$	„	$H_a = 3,2$	„
$H_t = 0,25$	„	$H_t = 0,21$	„	$H_t = 0,26$	„
Sa. = 3,49	„	Sa. = 5,74	„	Sa. = 12,78	„
$H_s = 0,098$	„	$H_s = 0,089$	„	$H_s = 0,16$	„
$H_5 = 3,588$	Meter.	$H_5 = 5,829$	Meter.	$H_5 = 12,94$	Meter.

Die Reibungshöhe H_s ist gefunden worden, indem ein etwas grösserer, als der Summenwerth aus allen übrigen Höhen, also nahezu der wirkliche Werth der totalen Schornsteinhöhe für L_5 in die entsprechende Formel eingeführt wurde.

Die beiden Tabellen sagen also aus, dass zu Verbrennung von 100 Kilogr. Kohlen pro Stunde und zu Erreichung eines Wirkungsgrades von 0,7 das eine Mal, wo man auf dem □ Meter Rostoberfläche 150 Kilogr. Kohlen verbrennen will und die empirischen Regeln bei der Construction der Feuerungsanlage befolgt, eine Schornsteinhöhe von 83 Meter nöthig ist, das andere Mal dagegen, wo man unter Herbeiführung desselben Wirkungsgrades ebensoviel Steinkohlen auf dem Gesammtroste, aber nur 50 Kilogr. pro □ Meter verbrennt, eine Schornsteinhöhe schon von 5,829 Metern ausreicht.

Die empirischen Regeln für die Höhe würden dagegen berechnen:

$$\text{im 1}^{\text{sten}}\text{ Falle} = 30 \,.\, \sqrt{\xi \frac{M}{m}} = 30 \sqrt{\frac{100}{4 \,.\, 150}} = 12{,}2 \text{ Meter,}$$

$$\text{im 2}^{\text{ten}}\text{ Falle} = \ldots\ldots\ldots = 30 \sqrt{\frac{100}{4 \,.\, 50}} = 21{,}4 \text{ Meter,}$$

und hieraus ist zu sehen, dass diese Resultate nicht nur bedeutend von den genaueren Werthen abweichen, sondern auch im Vergleich zu einander sehr verkehrt sind, da sie für eine Feuerungsanlage, in welcher eine grosse Menge Steinkohlen pro Einheit Rostoberfläche verbrannt wird und welche nach den empirischen Regeln ihre Querschnittsdimensionen erhalten hat, eine bedeutendere Schornsteinhöhe für nöthig erklären, als für eine Feuerungsanlage, welcher die empirischen Regeln weite, also geringe Widerstandsverluste erzeugende Querschnittsdimensionen geben würden.

Die Tabellen zeigen ferner, wie sehr unbedeutend die sogenannte theoretische Höhe im Vergleich zu der Totalhöhe ist; sie beträgt in den 6 verschiedenen Tabellenfällen höchstens $\frac{1}{14}$ und mindestens nur $\frac{1}{80}$ von der Totalhöhe. Auffällig könnte sein, dass die theoretische Höhe für $\eta = 0{,}7$, also in dem Falle, wo die Verbrennungsproducte mit einer Temperatur von 300 Graden in den Schornstein treten, geringer ist, als für $\eta = 0{,}5$, also wenn die Gase mit 500 Grad Temperatur den Schornstein erfüllen. Es findet aber diese anscheinende Anomalie vollständige Erklärung in dem über die Maximalzugwirkungs-Temperatur auf Seite 194 Erörterten, wonach bei einer Temperatur von circa 274 Graden eine grösste Zugwirkung von einem vorhandenen Schornstein hervorgerufen wird und wonach ebenso in umgekehrter Schlussfolge bei 274 Grad Rauchtemperatur die geringste (theoretische) Höhe zu Erreichung einer vorgeschriebenen Zugwirkung nöthig sein wird.

Die wegen des in der ganzen Feuerungsanlage auftretenden Reibungswiderstandes nothwendige Höhe, also $H_r + H_s$, beträgt $\frac{1}{9}$ bis sogar $\frac{1}{2}$ von der Gesammthöhe.

Wegen des Brennmaterialwiderstandes muss der Schornstein einen Höhenzuwachs von $\frac{1}{3}$ bis $\frac{1}{2}$ desjenigen Werthes erhalten, welcher ohne Berücksichtigung dieses Widerstandes für denselben sich berechnen würde.

Wegen der plötzlichen Querschnittsänderung hinter der Feuerbrücke braucht dieser Höhenzuwachs nur $\frac{1}{29}$ bis $\frac{1}{239}$ zu betragen.

Und wegen der drei plötzlichen Ablenkungen $\frac{1}{6}$ bis fast $\frac{1}{2}$.

Die totale Reibungshöhe muss	3	bis	42	mal,
die Höhe wegen Brennmaterialwiderstand	4	„	17	„
„ „ „ der Feuerbrücke	$\frac{1}{13}$	„	1,4	„
„ „ „ plötzlicher Ablenkungen	4	„	13	„

so gross gemacht werden, als die theoretische Höhe.

Die Höhe wegen des Brennmaterialwiderstandes möchte wohl in Wirklichkeit etwas geringer ausfallen, als die Formel sie berechnet. Die Werthe der 1sten Tabelle sind so enorm, dass sie als unausführbar bezeichnet werden müssen, d. h. man würde im Falle eines stündlichen Gesammtkohlenverbrauchs von 100 Kilogr. den Rost nicht so klein herstellen, dass die bedeutende Menge von 150 Kilogr. Kohlen pro □ Meter verbrannt werden müsste, oder man würde umgekehrt, wenn der Rost und die Feuerungsanlage nach der Annahme einer pro □ Meter stündlich zu verbrauchenden Brennmaterialmenge construirt werden sollte, diese Annahme nur für eine geringere Gesammtmenge als 100 Kilogr. pro Stunde anwenden. —

Günstigste Querschnittsform der Schornsteine. — Als günstigste Querschnittsform der Schornsteine wird in der Regel der Kreis angerathen, weil er unter allen andern Formen bei gegebenem Querschnitt den kleinsten Umfang hat und wegen dieser Eigenschaft nicht nur den Reibungswiderstand, sondern auch die Abkühlung zum Minimum macht, so dass also ein kreisförmiger Schornstein von gegebener Höhe und bestimmtem Querschnittsinhalt eine bedeutendere Zugwirkung liefern, oder zu Erreichung einer bestimmten Zugwirkung eine geringere Höhe erfordern wird, als ein Schornstein von demselben Querschnittsinhalt aber anderer Querschnittsform. Allein die Vermehrung der Zugkraft, oder die Verminderung der Höhe ist keineswegs von solchem Belang, als dass, metallene Schornsteine ausgenommen, die Kreisform zu erhalten mit Aufopferung anderer Vortheile angestrebt zu werden brauchte.

Untersucht man z. B., von welcher Bedeutung die Höhenverminderung sein würde, wenn statt der in den Tabellen auf Seite 223 in Rechnung gezogenen quadratischen Schornsteine, in denen wegen nicht zu schwacher Wandungen die Abkühlung als unbemerkbar gering angenommen wurde, kreisförmige angewendet werden sollten, so ergiebt sich Folgendes.

Wird mit s die Querschnittsseite des quadratischen Schornsteines, mit H_s dessen Reibungswiderstandshöhe bezeichnet und haben d und H_d analoge Bedeutungen für einen Schornstein von kreisförmigem Querschnitt, so ist in Uebereinstimmung mit Formel 173

$$H_d = \frac{1}{T_1 - \mathfrak{T}} \left(\frac{nAM}{1000}\right)^2 0{,}025 \frac{1}{d} \frac{1}{q_5^2} (1 + \alpha T_1)^3 L_5$$

$$H_s = \frac{1}{T_1 - \mathfrak{T}} \left(\frac{nAM}{1000}\right)^3 0{,}025 \frac{1}{s} \frac{1}{q_5^2} (1 + \alpha T_1)^2 L_5$$

und daher:

$$\frac{H_d}{H_s} = \frac{s}{d}$$

da L_5 für beide Fälle als gleich gross angesehen werden muss. Nun ist aber für gleichen Querschnitt:

$$\frac{s}{d} = \sqrt{\frac{\pi}{4}}, \text{ also } H_d = 0{,}886 \,.\, H_s$$

und hiernach würden die totalen Schornsteinhöhen für die, der Tabelle auf Seite 223 zu Grunde gelegten Feuerungsanlagen respective um

2 Meter	2 Meter	4 Meter
0,011 „	0,01 „	0,02 „

geringer, wenn statt der für jene Tabelle in Rechnung gezogenen quadratischen Querschnitte, kreisförmige angewendet würden; oder die Anwendung der Kreisform würde gegenüber der quadratischen eine Höhenverminderung respective um

$\frac{1}{27}$	$\frac{1}{40}$	$\frac{1}{47}$
$\frac{1}{318}$	$\frac{1}{516}$	$\frac{1}{524}$

der in der Tabelle aufgeführten Gesammthöhen gestatten, ohne dass dadurch die Zugwirkung sich änderte.

Diese Verminderung stellt sich allerdings hauptsächlich deshalb so geringfügig heraus, weil in jenen Feuerungsanlagen die andern Widerstandshöhen so sehr bedeutend sind, aber auch in den Fällen, wo nur die für die Schornsteinreibung nöthige und die theoretische Höhe in Frage kommen, kann eine nennenswerthe Verminderung durch Anwendung der Kreisform nicht erzielt werden; denn selbst für die Schornsteine der 1^{sten} jener Tabellen, die im Verhältniss zu der geforderten Zugwirkung ausserordentlich eng angenommen wurden, beträgt sie nur $\frac{2}{16 + 2{,}3}$, $\frac{2}{16{,}4 + 1{,}9}$ und $\frac{4}{35 + 2{,}3}$ oder circa $\frac{1}{9}$, und für die

verhältnissmässig weiteren Schornsteine der 2[ten] Tabelle nur circa $\frac{1}{32}$ $\frac{1}{30}$ und $\frac{1}{22}$ der Gesammthöhe.

Die Verringerung der Herstellungskosten, welche durch diese geringe Höhenverminderung erzielt wird, kann daher der Kostenvermehrung, wie sie durch Herstellung der Rundung gegenüber dem Quadratischen nöthig wird, nicht das Gleichgewicht halten oder gar sie überwiegen, d. h. mit andern Worten, von zwei Schornsteinen von gleicher Zugwirkung wird ein quadratischer, obgleich er höher aufgeführt werden muss, billiger sein, als ein runder. Offenbar kann aber beim Urtheil über die grössere Zweckmässigkeit der runden und quadratischen Form nur der erwähnte Kostenpunkt in Frage kommen, da eine verlangte Zugwirkung von beiden Formen gleichgut zu erreichen ist.

Auch in den Fällen, wo man eine bestimmte Höhe nicht überschreiten darf, oder wo mit einer gegebenen Höhe eine möglichst grosse Zugwirkung erhalten werden soll, wird es zweckmässiger sein, einen quadratischen Schornstein entsprechend weiter herzustellen, als statt dessen einen runden, wenn auch etwas engern, anzuwenden, so dass also die runden Schornsteine nur in den Fällen zur Geltung kommen, wo man nicht nur unter einer bestimmten Höhe, sondern auch in den Grenzen einer vorgeschriebenen Querschnittsgrösse zu bleiben genöthigt ist und dabei eine möglichst bedeutende Zugwirkuug erreichen muss.

Für die Anwendung der Kreisform bei metallenen Schornsteinen sprechen nicht nur die Vortheile der Reibungs- und Abkühlungsverminderung, sondern auch die der geringeren Herstellungskosten, so dass für diese eine weitere Untersuchung über die ohne Schwächung der Zugwirkung zulässige Höhenverminderung unnöthig wird.

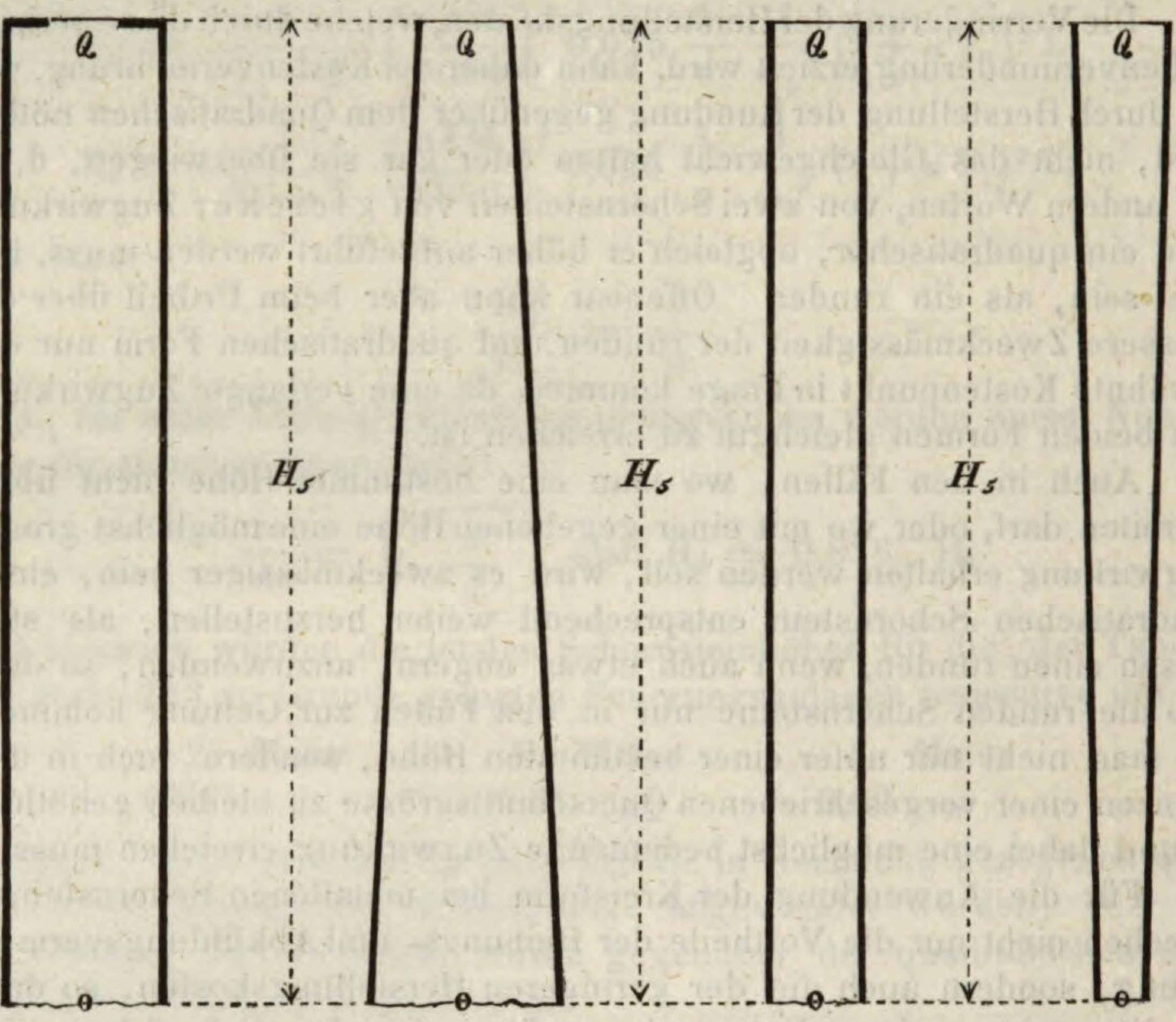
Günstigste Längenschnittsform der Schornsteine. — Von den 4 denkbaren, geradlinigen Längenschnittsformen, wie sie die Figuren 38, 39, 40, 41 veranschaulichen, ist bald die eine, bald die anderen von Praktikern als die zweckmässigste angepriesen worden, die durch Fig. 41 dargestellte keineswegs ausgenommen. Es drängt sich daher zunächst eine Untersuchung über diese 4 Formes auf. Um dieselbe streng durchzuführen, können unsere Formeln nicht sofort verwendet werden, da in denselben eine Verschiedenheit der in der Längenrichtung des Schornsteines auf einanderfolgenden Querschnitte unberücksichtigt blieb. Es muss daher zu der allgemeingültigen Fundamentalgleichung 144 auf Seite 143 zurückgekehrt und darin sowohl das Glied

$$\frac{P_1}{G_1} - \frac{P}{G} - \int_{G_1}^{G} \frac{p}{\gamma^2}\, dp = \int_{P_1}^{P} \frac{dp}{\gamma}$$

als das Reibungsglied: $\zeta \int_0^L \frac{u}{q} \frac{v^2}{\gamma} ds$

dadurch für vorliegenden Zweck modificirt werden, dass der Coefficient B_5 als mit u_5 variabel und ebenso q als veränderlich behandelt wird,

Fig. 38. Fig. 39. Fig. 40. Fig. 41.



was dort nicht geschah. Hiernach würde man, wenn $B_5 \frac{w_5 \, u_5}{nAM\sigma} = b \, u_5$ geschrieben wird,

$$\int_{P_1}^{P} \frac{dp}{\gamma} = \varkappa \int_{P_1}^{P} \frac{dp}{p} \left[1 + \alpha \, \mathfrak{T} + \alpha \, (T_1 - \mathfrak{T}) \, e^{-buh} \right]$$

$$= - \int_{o}^{H} \left[1 + \alpha \, \mathfrak{T} + \alpha \, (T_1 - \mathfrak{T}) \, e^{-buh} \right] \frac{dh}{1 + \alpha \, \mathfrak{T}}$$

setzen, und wenn man Schornsteine von kreisrundem Querschnitte annimmt, deren unterer Halbmesser $= r_1$, deren oberer $= r_2$ und deren Neigungswinkel $= \varepsilon$ ist und für welche daher

$$u = 2 \, \pi \, (r_1 - h \cot g \, \varepsilon)$$

gesetzt werden muss:

$$\int_{P_1}^{P} \frac{dp}{\gamma} = - \int_{o}^{H} \left[1 + \alpha \, \mathfrak{T} + \alpha \, (T_1 - \mathfrak{T}) \, e^{-b.2.\pi \, (r_1 - h \cot g \, \varepsilon) \, h} \right] \frac{dh}{1 + \alpha \, \mathfrak{T}}$$

schreiben, so dass die Variation der Abkühlung mit dem Umfange auf die mit der Höhe zurückgeführt ist, und den hieraus hervorgehenden Werth in die allgemeine Bewegungsgleichung einführen müssen.

Allein diese weitläufige und mühsame Rechnung braucht gar nicht angestellt zu werden, da man sich vollständig mit Beweisgründen begnügen wird, die, wenn auch nicht mit mathematischer Strenge, so doch überzeugend genug direct aus den bereits gewonnenen Resultaten und zwar durch folgende Betrachtungen hergeleitet werden können.

Wie aus den bis jetzt angestellten Untersuchungen über die Wirkungsweise der Schornsteine hervorgeht, ist ausser der Höhe besonders die Grösse des Ausströmungsquerschnitts für die Stärke der Zugwirkung maassgebend und die Grösse eines andern Querschnittes im Schornsteine, wenn derselbe nur nicht als plötzlicher Uebergang von einem kurz vorhergehenden auftritt, ziemlich unwesentlich. Wenn man daher über die obigen Längenschnittsformen ein Urtheil fällen will, so wird man nur solche Schornsteine dieser Längenformen in Untersuchung ziehen, welche bei gleicher Höhe gleichen Ausströmungsquerschnitt haben.

Werden also die Querschnitte *ab* obiger 4 Fig. und ferner die Wanddicken der Schornsteine als gleich gross gedacht, so ist einzusehen, dass der Reibungswiderstand*) in Fig. 38 am kleinsten, in Fig. 39 kleiner, als in Fig. 40, und in Fig. 41 am bedeutendsten sein, dass dagegen die Abkühlung in umgekehrter Reihenfolge an Stärke zunehmen wird. In Fig. 38 ist daher die Zugwirkung wegen geringeren Reibungswiderstandes stärker, wegen bedeutenderer Abkühlung aber schwächer, als in den übrigen, und in Fig. 41 findet das Entgegengesetzte statt; daher würde zu untersuchen sein, ob der Reibungswiderstand oder ob die Abkühlung von hervorragenderer Einwirkung ist. Diese Untersuchung ist durch das auf Seite 190 über den Maximalquerschnitt Erörterte als bereits abgethan zu betrachten, und zwar geht aus jener Erörterung hervor, dass bei allen nicht zu stark abkühlenden und vornehmlich bei allen gemauerten Schornsteinen die innere Weite schon sehr viel grösser als der Ausströmungsquerschnitt hergestellt werden kann, ohne dass der

*) Der Reibungswiderstand r ist: $r = \zeta_a \frac{H_5}{d} v^2$ und wegen:

$$v \cdot q \cdot \gamma = \frac{nAM}{3600}, \quad r = \zeta_a H_5 \left(\frac{nAM}{\gamma\, 3600}\right)^2 \frac{1}{d \cdot q^2}$$

wofür man bei constantem H_5, nAM und γ, $r = C \cdot \frac{1}{\sqrt{d^5}}$ setzen kann; hieraus folgt, dass der Reibungswiderstand, welchen ein Canal einem bestimmten Durchströmungs-Gasquantum entgegensetzt, in umgekehrtem Verhältnisse mit der Quadratwurzel aus der 5ten Potenz des Durchmessers oder der Quadratseite des Canales variirt, also um so stärker sein wird, je enger der Canal ist.

Einfluss der Abkühlung denjenigen des Reibungswiderstandes überschritte. Daher würde denn die Längenquerschnittsform der Fig. 38 die zweckmässigste sein und die Zweckmässigkeit der andern dieselbe Rangordnung einnehmen, in welcher die Figuren gezeichnet sind; dass aber die Vorzüge der einen vor der andern bemerkbar in's Gewicht fielen, wird zufolge der Betrachtungen über die günstigste Querschnitts-form und zufolge der mehrfach angeführten Beispiele über die Bedeutungslosigkeit des Reibungswiderstandes im Schornsteine gegenüber den sonstigen Widerständen, nicht mehr angenommen werden können.

Wenn nun Einige auf Grund von Beobachtungen namentlich der hier als am ungünstigsten bezeichneten, also der durch Fig. 41 dargestellten Form auffällig hervorragende Vorzüge vindiciren, so muss man annehmen, dass sie entweder Schornsteine mit einander verglichen, welche gleichen untern, aber verschieden grossen obern Querschnitt hatten, was offenbar ungerechtfertigt ist, oder dass ihre Beobachtungen geradezu der Täuschung sich hingegeben hatten, einer Täuschung, welche in diesen Untersuchungen, sofern sie empirisch angestellt werden, sehr leicht möglich ist und zu welcher man im vorliegenden Falle durch den Hang zur Bizarrerie höchst wahrscheinlich um so mehr verleitet wurde.

Eine andere Form, welche man dem Längenschnitt und zwar deshalb giebt, damit die äusseren Flächen des Schornsteines des besseren Aussehens wegen keine Vorsprünge erhalten, gleichwohl aber wegen Materialersparung die Wandungen von abnehmender Dicke hergestellt werden können, ist die durch Fig. 1 und 2, Taf. I *) veranschaulichte. Da durch diese Formanwendung plötzliche Querschnittsänderungen entstehen, so fragt es sich, ob die hierdurch veranlassten Verluste an Zugwirkung, oder ob bei Erreichung einer verlangten Zugwirkung die deshalb erforderliche Höhenvermehrung so bedeutend ist, dass es dieselbe thunlichst zu vermeiden angerathen werden muss.

Zu Beantwortung dieser Frage braucht man nur die Formel 183, welche, wenn im ganzen Schornsteine die Temperatur als gleich hoch angenommen wird, in

$$H_c = \frac{1}{T_1 - \mathfrak{T}} \left(\frac{nA}{1000}\right)^2 \left(\frac{q_m}{q_n} - 1\right)^2 \frac{m^2}{\xi^2} \cdot z \cdot (1 + \alpha\, T_1)^2$$

zu specialisiren, so dass z die Anzahl der im Schornsteine vorkommenden Querschnittsänderungen bedeutet, und die stärksten in der Praxis angewendeten Querschnittsänderungen in Rechnung zu ziehen.

In der Regel lässt man bei einem in Rede stehenden Absatze, wie auch die Fig. 1 u. 2 (Tafel I) zeigen, den Durchmesser um 0,24 Meter anwachsen und ordnet auf je 4 Meter Höhe einen Absatz an. Würden daher die beiden ersten Schornsteine der Tabelle 1 (auf Seite 223),

*) Entnommen aus: Grouvelle et Jaunnez, Guide du chauffeur, 2me édit.

welche einen Querschnitt von $q_5 = \xi \frac{M}{m} = 0{,}166$ □ Meter zufolge der dort angegebenen, empirischen Regeln erhalten müssten, ausgeführt, so wäre für dieselben $z = 13$ und $z = 20$, wie $\frac{q_m}{q_n} = 2{,}47$ und demnach:

für den 1[sten]: $H_c = 60$ Meter
" " 2[ten]: $H_c = 76$ "

Für Feuerungsanlagen dagegen, in denen pro □ Meter Rostfläche und pro Stunde die mittlere Steinkohlenquantität von 75 Kilogr., aber ebenfalls die Gesammtmenge von 100 Kilogr. verbrennt, und für deren Schornstein nach obigen Formeln die Totalhöhen:

bei:	$\eta = 0{,}5$	$\eta = 0{,}7$	$\eta = 0{,}85$
	$H_5 = 20$	$H_5 = 32$	$H_5 = 72$

sich ergeben würden, erhielte man:

$z = 5$	$z = 8$	$z = 18$
$q_5 = 0{,}33$	$q_5 = 0{,}33$	$q_5 = 0{,}33$
$\frac{q_m}{q_n} = 2$	$\frac{q_m}{q_n} = 2$	$\frac{q_m}{q_n} = 2$
$H_c = 2{,}88$	$H_c = 3{,}8$	$H_c = 10{,}3$ Meter

Endlich wäre für die Schornsteine der 2[ten] Tabelle:

für:	$\eta = 0{,}5$	$\eta = 0{,}7$	$\eta = 0{,}85$
	$z = 0$	$z = 1$	$z = 3$
	$q_5 = 0{,}5$	$q_5 = 0{,}5$	$q_5 = 0{,}5$
	$\frac{q_m}{q_n} = 1{,}7$	$\frac{q_m}{q_n} = 1{,}7$	$\frac{q_m}{q_n} = 1{,}7$
	$H_c = 0$	$H_c = 0{,}007$	$H_c = 0{,}02$

Hieraus ist zu sehen, dass die Anordnung der beredeten Absätze von ganz unmerklichem Nachtheil ist, wenn man pro □ Meter Rostfläche eine geringe Menge von Kohlen verbrennt und die Feuerungsanlage nach den empirischen Verhältnissen construirt, dass aber die Schwächung der Zugwirkung oder die Höhenvermehrung fast über alles Maass bedeutend wird, wenn man das Kohlenconsum pro □ Meter Rostfläche steigert. Im 1[sten] Beispiele ergiebt sich diese Höhenvermehrung sogar so enorm, dass man Zweifel in die Richtigkeit der sie berechnenden Formel setzen könnte, und zumal da so viel Versuche noch nicht angestellt, so viel Erfahrungen noch nicht gesammelt sind, um deren Ausspruch als unantastbar wahr festzusetzen; allein es ist zu bedenken, dass für das bedeutende Rauchquantum von 2000 Cubik-Metern, welches der Schornstein pro Stunde abführen soll, demselben eine nur abnorm geringe Weite gegeben ist, so dass der Rauch mit der beträchtlichen Geschwindigkeit von 9 Metern denselben durchströmen muss.

Wie übrigens schon bemerkt, ist es nicht meine Meinung, dass die Werthe der 1sten Tabelle auszuführen möglich, oder gar zweckmässig seien, sondern dieselben sollen erstens nur zeigen, wie sehr die Schornsteinhöhen anwachsen müssen, oder wie sehr bei Anwendung der üblichen Schornsteindimensionen die Zugwirkung geschwächt wird, wenn man die empirischen Verhältnisse auf die Construction der Feuerungsanlage anwendet und dabei bedeutende Quantitäten pro □ Meter zu consumirende Brennmaterialmengen in Rechnung zieht, und sollen zweitens zeigen, welchen bedeutenden Nachtheil die Bauart der Schornsteine mit dem in Rede stehenden, absatzförmigen Längenschnitt unter Umständen haben kann.

In vielen Fällen ist es daher gerathen, dem Schornsteine glatte Wandungen im Innern zu geben, also ihn ungefähr, wie Fig. 4 Tafel I., zu bauen, wie es auch bei den Schornsteinen für Schweiss- und ähnliche Oefen üblich geworden ist.

Grösse der Feuercanäle oder Züge. — Aus der wiederholt vorgenommenen numerischen Behandlung der Formeln für die Zugwirkung leuchtet ein, dass die Querschnittsgrösse der Feuercanäle wegen des von ihnen erregten Reibungswiderstandes vorwiegenden Einfluss auf die Höhe des Schornsteines hat, dass, wenn gering, sie den Schornstein hoch, wenn bedeutend, sie den Schornstein niedrig verlangt. Da es nun offenbar ein Vorzug einer Feuerungsanlage ist, wenn sie mit niedrigem Schornsteine ausreicht, insofern sie alsdann zu Erzielung eines verlangten Erwärmungseffectes geringere Kosten beansprucht, als im entgegengesetzten Falle, so würde es für zweckmässig erklärt werden müssen, die Feuercanäle von sehr grossen Querschnittsdimensionen herzustellen.

Allein es sprechen andere Gründe gegen weite Feuercanäle, und daher würde zu untersuchen sein, wie das Resultat der Entscheidung sich herausstellt, wenn auch diese Gegengründe Berücksichtigung finden. Sie liegen in der Abkühlung nach aussen und innen, oder in der schädlichen und nützlichen Abkühlung der Verbrennungsproducte. Erweitert man die Feuercanäle und dieselben befinden sich nicht gerade, wie z. B. sogenannte Rauchröhren, im Innern des Erwärmungsapparates, so vergrössert sich die dieselben nach aussen hin abschliessende Umfangswand, also die schädliche Abkühlungsfläche, und gleichzeitig vermindert sich, weil dadurch einige Gastheile weiter von der Heizfläche entfernt werden, die durch Abkühlung an den zu erwärmenden Körper abgegebene Wärmemenge; also würden wegen dieser beiden Umstände enge Feuercanäle anzurathen sein. Es fragt sich nun, von welchem Gewichte diese Umstände gegenüber dem Reibungswiderstande sind.

In Bezug auf die Abkühlung nach aussen braucht man nur die auf Seite 190 angestellten Untersuchungen nachzusehen, aus denen hervorging, dass selbst bei geringer Wandstärke, also bei bedeutender

Abkühlungsfähigkeit der Umfangswände, die Erweiterung sehr beträchtlich hergestellt werden kann, ohne dass der durch vermehrte Abkühlung entstehende Nachtheil mit dem aus Verminderung der Reibungwiderstände hervorgehenden Vortheil in's Gleichgewicht kommt. Da nun die Umgrenzungsmauern der Feuercanäle in der Regel so angeordnet sind, dass ihre Wandstärken schon aus andern Gründen sehr bedeutend ausfallen, so entscheidet der Vergleich der schädlichen Abkühlung mit dem Reibungswiderstande zu Gunsten weiter Canäle.

Die nützliche Abkühlung, d. h. der Wärmeverlust der Verbrennungsproducte an die Heizfläche ist, wie schon erwähnt, in weiten Canälen deshalb geringer, als in engen, weil eine gewisse Menge von Gastheilchen mehr von der Heizfläche entfernt wird und weil die Gase sehr schlechte Wärmeleiter sind. Wird ein gewisses Gasquantum vor der Heizfläche vorübergeführt, so giebt dasselbe seine Wärme durch directe Berührung und durch Strahlung ab, und zwar wirken die dicht an der Heizfläche hinfliessenden Theilchen sowohl durch Berührung, als durch Strahlung, die entfernteren nur durch Strahlung; die ausgestrahlte Wärmemenge nimmt aber mit der Entfernung ab und daher liefern die mit der Heizfläche in directe Berührung kommenden Theilchen aus doppelten Gründen mehr Wärme an dieselbe ab, als die entfernter bleibenden. Wäre nun die Wärmeleitung der Gase von Belang, d. h. theilten die unter sich in Berührung befindlichen Gastheilchen ihren Wärmegehalt einander mit Leichtigkeit mit, so würde ein grösseres Entfernthalten einiger Gastheile von der Heizfläche von keinem nennenswerthen Einflusse sein, aber nach schon früher angestellten und neuerdings von Magnus wiederholten Experimenten ist die Wärmeleitungsfähigkeit der Gase der Null gleich zu achten und wird nur beim Wasserstoff, indessen auch nur in sehr geringem Grade, bemerkbar. Deshalb ist es aus diesem Grunde von bedeuterm Vortheil, die Feuercanäle von engem Querschnitte herzustellen.

Das Gesetz, nach welchem die Wärmeabgabe der Gastheilchen mit ihrer Entfernung von der Heizfläche abnimmt, oder das Gesetz, welches das Verhältniss angiebt, in welchem die durch directe Berührung und die mit der Entfernung variirenden, bloss durch Strahlung aus den Gastheilchen verschwindenden Wärmemengen zu einander stehen, ist nicht bekannt und liefert daher nicht die erforderlichen Unterlagen, mit denen man unter gleichzeitiger Berücksichtigung der Reibungswiderstände und der schädlichen Abkühlung die zweckmässigste Querschnittsgrösse der Feuercanäle genau ermitteln könnte.

Dazu kommt, dass noch ein 4ter Factor bei Bestimmung des günstigsten Querschnittes mitwirkt, der gleichfalls nicht berechenbar ist; nämlich die Variationen der Wärmeabgabe des Heizgases mit der Spannung desselben. Je höher gespannt, von je grösserer Pressung ein durch einen Canal strömendes Gas ist, um so mehr Wärme giebt dasselbe unter sonst gleichen Umständen an die in diesem Canale gelegene

Heizfläche ab; die Pressung aber variirt mit der Grösse des Querschnittes. Wie nun die später folgenden Untersuchungen über diesen Punkt lehren, ist jene Pressung in weiten Canälen bedeutender, als in engen, und daher würden wegen dieses Umstandes weite Canäle anzurathen sein. Indessen ist anzunehmen, dass, da die Pressungen nur sehr wenig mit dem Canalquerschnitte sich verändern, dieser Umstand die Weite des Feuercanales nicht erheblich beeinflusst und gewiss nicht so erheblich, wie es von der vorhin besprochenen, nützlichen Abkühlung geschieht.

Zu genauer Bestimmung des vortheilhaftesten Querschnittes des Feuercanales müsste also, wenn noch die Rückstrahlung der innern Canalwände hinzugenommen wird, in Summa mit einander verglichen werden:

1stens. Der Einfluss des Reibungswiderstandes, welcher den Canalquerschnitt und zwar aus gewichtigen Gründen möglichst gross zu machen vorschreibt.

2tens. Der Einfluss der Pressung, welcher gleichfalls den Canalquerschnitt, aber aus minder gewichtigen Gründen, gross herzustellen vorschreibt.

3tens. Der Einfluss der Rückstrahlung der nicht Wärme überführenden Canalwände, welcher die Canäle eng anzuordnen anräth.

4tens. Der Einfluss der nützlichen und

5tens. Der Einfluss der schädlichen Abkühlung, welche beide einen engen Querschnitt, aber letzterer aus weniger triftigen Gründen als der erste, anrathen.

Diese fünf Einflüsse würden unter dem allgemein gültigen Gesichtspunkte einander gegenüberzustellen sein, dass ein verlangter Erwärmungszweck mit Hülfe eines Minimalkostenaufwandes erreicht werden muss, oder mit andern Worten wäre zu untersuchen, welchen Werth diese fünf Einflüsse der Querschnittsgrösse des Feuercanales ertheilen, wenn der Kostenaufwand zu Beschaffung des Erwärmungszweckes zum Minimum werden soll.

Diese Untersuchung läuft zum Theil auf Bestimmung des bereits auf Seite 198 erörterten, vortheilhaftesten Wirkungsgrades hinaus, unter Hinzunahme des dort unberücksichtigt gelassenen Umstandes, dass der Wärmeüberführungs-Coefficient w und demnach auch die Heizfläche F mit der Grösse des Canalquerschnittes variirt.

Um die Richtigkeit hiervon zu erkennen, dienen folgende Betrachtungen.

Möglichst viel Brennmaterial, oder möglichst viele Kosten für Brennmaterial werden erspart, wenn man den Wirkungsgrad der Heizfläche möglichst gross herstellt. Würde er der Einheit gleich gemacht, so würden die für einen bestimmten Erwärmungszweck aufzuwendenden Brennmaterialkosten die möglichst geringsten, denn alsdann würde alle aus dem Brennmaterial erzeugte Wärme dem zu erwärmenden Körper mitgetheilt. Die öconomische Leistung einer Feuerungsanlage darf aber

nicht allein nach der von ihr consumirten Brennmaterialmenge oder den Kosten dafür, sondern muss auch nach ihren Herstellungskosten beurtheilt werden, und diese wachsen mit zunehmendem Wirkungsgrade, indem zu Erzielung eines höheren Wirkungsgrades eine grössere Heizfläche und, weil mit zunehmendem Wirkungsgrade die Schornsteintemperatur niedriger wird, auch ein grösserer Schornstein erforderlich ist. Nun ändert sich aber auch die Grösse der Heizfläche sowohl als die des Schornsteines mit der Grösse des Canalquerschnittes, da mit einem Wachsthum desselben erstens eine Abnahme des Coefficienten w, also wegen umgekehrter Proportionalität dieses Coefficienten mit F eine Zunahme der Heizfläche und zweitens eine Vermehrung der Reibungswiderstände, also Vergrösserung des Schornsteines verbunden ist, und daher bestimmt sich der günstigste Canalquerschnitt durch den vortheilhaftesten Wirkungsgrad.

Eine hierauf abzielende Rechnung würde folgendermaassen angestellt werden müssen. Haben die auf Seite 199 benutzten Bezeichnungen die dortige Bedeutung auch hier und fügt man zu ihnen:

$f(q, \eta)$ die vom Querschnitt q und dem Wirkungsgrade η abhängigen Anlagekosten des Erwärmungsapparates

$\psi(q, \eta)$ dito dito des Schornsteines,

so ergeben sich die jährlichen Gesammtkosten $\mathfrak{K}$, welche, um einem Körper die Wärmemenge W stündlich mitzutheilen, aufgewendet werden müssen, zu:

$$\mathfrak{K} = \mathfrak{S}t\, f_1 \frac{W}{\eta_t\, \eta_1\, k} + \frac{\mathfrak{p}}{100}\,[C + f(q,\eta) + \psi(q,\eta)] + C_1 + \varphi(\eta) \;.\; 188.$$

Sollen nun der Querschnitt q und der Wirkungsgrad η die vortheilhaftesten sein, so müssen sie $\mathfrak{K}$ zu einem Minimum machen, und das ist der Fall, wenn sie gemeinschaftliche Wurzeln der durch partielle Differentiation erhaltenen Gleichungen:

$$\frac{d\,\mathfrak{K}}{d\,\eta} = 0 \text{ und } \frac{d\,\mathfrak{K}}{d\,q} = 0$$

sind.

Man sieht aus diesen Andeutungen, dass die genaue Berechnung des vortheilhaftesten Canalquerschnittes eine äusserst umständliche, ja dass sie sogar mit so mühsam zu übersteigenden Schwierigkeiten behaftet ist, um selbst in dem Falle, wo der Coefficient w als Function von q bekannt wäre, schwerlich unternommen zu werden. Vielmehr wird man sich begnügen, den Canalquerschnitt mit Hülfe der empirischen Regeln durch Abschätzung zu ermitteln; kann sich aber dabei folgender, von obigen Betrachtungen gegebenen Winke bedienen.

Wird der Querschnitt des Feuercanales klein hergestellt, so nimmt der Wärmeüberführungs-Coefficient einen höheren Werth an, und die Heizfläche braucht zu Erzielung eines verlangten Wirkungsgrades nur

mässig gross zu sein, der Schornstein dagegen muss bedeutende Dimensionen erhalten. Ist daher in einem besonderen Falle ein Zuwachs an Heizfläche theuer, ein Zuwachs an Schornsteinhöhe relativ weniger kostspielig, so wird man einen engen, im entgegengesetzten Falle einen weiten Canalquerschnitt anordnen.

Nun schreiben die empirischen Regeln dem Feuercanale einen Querschnitt vor, der für Steinkohlen, Kok, Holzkohlen und Braunkohlen $\frac{1}{3}$ bis $\frac{1}{4}$, für Torf und Holz $\frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{7}$ der totalen Rostoberfläche betrage, behaupten also, dass ein bestimmtes mathematisches Verhältniss zu der Rostfläche den vortheilhaftesten Canalquerschnitt angebe. Aber diese Vorschrift und Behauptung kann nicht direct hier zur Geltung kommen, da sie unrationell ist, sondern muss aus folgenden Gründen modificirt werden.

Die empirischen Regeln sind nur insofern erfahrungsmässige, als bei ihrer Anwendung auf die Construction der Feuerungsanlagen keine ungünstigen Erfolge bemerkt wurden, nicht aber, weil das von ihnen vorgeschriebene Verhältniss zwischen Canalquerschnitt und Rostfläche als das zweckmässigste unter allen anderen denkbaren versuchsmässig sich herausgestellt hätte. Sie sind vielmehr aus dem Vernunftschlusse hervorgegangen, der Canalquerschnitt müsse der freien Rostoberfläche, d. i. dem Querschnitte der Rostfugen, welcher für Steinkohlen $\frac{1}{3}$ bis $\frac{1}{4}$ von der totalen Rostoberfläche beträgt, gleich sein, weil durch jenen dasselbe Luftquantum ströme, wie durch diesen. Dieser Vernunftschluss ist aber vollständig irrig, denn, wie aus den früheren Untersuchungen genugsam einleuchten wird, kann der Canalquerschnitt gänzlich beliebig und das Verhältniss seiner Grösse zu der der freien Rostfläche irgend welches sein, ohne dass dadurch ein Hindurchströmen gleicher Luftmengen durch beide Querschnitte verhindert würde. Weder in diesem Vernunftschlusse, noch im Experimente finden also die empirischen Regeln Begründung.

Wenn daher ein richtigerer Vernunftsschluss dahin führt, dass ein günstiger Canalquerschnitt nicht sowohl von dem Querschnitte der freien Rostfläche, sondern von dem Luft- oder Gasquantum abhängt, welches pro Zeiteinheit durch den Canal strömt, wenn ferner in der Praxis der Rost so gross hergestellt wurde, dass bald 20, bald 150 Kilogr. Steinkohlen pro □ Meter und Stunde verbrannten, wenn demnach die Canäle so weit angeordnet wurden, dass durch $\frac{1}{3}$ bis $\frac{1}{4}$ ihrer Querschnittsgrösse bald nA . 20, bald nA . 150 Kilogr. Gas strömten, und wenn in allen diesen Fällen gleich günstige Erfolge beobachtet wurden: so muss man annehmen, dass die Canalquerschnitte ohne Beeinträchtigung der günstigen Wirkung eine Grösse erhalten können, welche innerhalb der Grenzen

$$\frac{1}{3 \,.\, nA \,.\, 20} \text{ bis } \frac{1}{4 \,.\, nA \,.\, 150} \;\square\,\text{Meter}$$

pro Kilogr. Gas und pro Stunde frei gewählt werden darf.

Diese Grenzen erweitern sich sogar noch; denn zufolge der, bei Bestimmung der Rostgrösse angeführten Erfahrungen können 60 bis 450 Kilogr. Holz oder Torf pro □ Meter Oberfläche gleichgünstig verbrannt, also zufolge eben angegebener Verhältnisse pro $\frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{7}$ □Meter Canalquerschnitt nA . 60 bis nA . 450 Kilogr. Gas gleich günstig durch die Canäle geleitet werden; daraus folgt aber, dass kein Nachtheil bezüglich der Wärmeabgabe sich herausstellte, ob man bei Holz- und Torffeuerungen einen Canalquerschnitt von

$$\frac{1}{4 \, . \, nA \, . \, 60} \text{ oder von } \frac{1}{7 \, . \, nA \, . \, 450} \;\square\,\text{Meter}$$

pro Kilogr. Gas anordnete, und da nun nicht anzunehmen ist, dass ein Unterschied darin hervortritt, ob die durch den Canal strömenden Verbrennungsproducte aus Steinkohlen, oder aus Holz erzeugt werden, so muss man schliessen, dass der Canalquerschnitt pro Kilogr. Gas eine innerhalb der Grenzen:

$$\frac{1}{3 \, . \, nA \, . \, 20} \text{ bis } \frac{1}{7 \, . \, nA \, . \, 450} \;\square\,\text{Meter}$$

gelegene Grösse erhalten kann.

Nun ist nA für Steinkohlen im Mittel = 20, für Holz und Torf = 8, und daher würde für irgend eine Feuerungsanlage der Canalquerschnitt

$$= \frac{(nAM)}{1200} \text{ bis } \frac{(nAM)}{25000} \;\square\,\text{Meter}$$

anzuordnen sein, wenn durch denselben pro Stunde das Gesammt-Gasquantum (nAM) Kilogr. strömen soll.

Da indessen die angeführten Erfahrungen nicht mit einer Umsicht gesammelt sind, welche selbst geringe Unterschiede in dem durch den Canalquerschnitt beeinflussten Erfolg nachgewiesen hätte, so muss man den früher entwickelten Vernunftgründen Glauben schenken und annehmen, dass unter sonst gleichen Umständen ein enger Canal, wenn vielleicht auch unbedeutend, mehr Wärme an die Heizfläche abliefert, als ein weiter, und daher die Wahl des Canalquerschnitts in der Weise einschränken, wie es oben angerathen wurde, also Rücksicht darauf nehmen, ob eine Vergrösserung der Heizfläche oder eine Vermehrung der Schornsteinhöhe relativ kostspieliger ist. Ferner muss man bei dieser Wahl beachten, dass ein kleiner Werth für den Canalquerschnitt vortheilhafter als ein grosser ist, wenn der Wirkungsgrad der Heizfläche gering sein soll und wenn die Canäle so angeordnet sind, dass ihre Länge nicht bedeutend ausfällt.

In Bezug auf diese beiden letzten Punkte sagt die auf Seite 223 sich vorfindende Tabelle aus, dass bei einer Steigerung des Wirkungsgrades von 0,7 bis 0,85 bloss wegen des Reibungswiderstandes in den Canälen eine Höhenvermehrung des Schornsteins von 43,6 Meter und

wegen sämmtlicher Widerstände von 105 Metern erforderlich sei, sofern in beiden Fällen die Canäle gleich enge hergestellt werden sollen. In wie fern die Länge der Canäle und die dadurch veranlasste Vermehrung des Reibungswiderstandes von deren Anordnung abhängt, zeigt sich aus den Fig. 42 und 43. In Fig. 42 strömen die Verbrennungsproducte nur einmal von vorn nach hinten; in Fig. 43 fliessen sie durch Canal 2 wieder nach vorn und durch Canal 3 abermals nach hinten. Im letzten Falle würde daher die Länge dreimal so bedeutend sein, als im ersten; ist nun in beiden Fällen der Querschnitt der Canäle gleich gross, so fällt der Reibungswiderstand im letzten Falle dreimal so gross aus, als im ersten, und wird demnach die Schornsteinhöhe im letzten Falle bedeutender, als im ersten. Soll daher eine Höhenvermehrung des Schornsteines ganz oder zum Theil vermieden werden, so muss man in Fig. 43 den Canalquerschnitt weiter anordnen, büsst dadurch aber an Wärmeausnutzung ein.

Längenform der Feuercanäle. — Bisher wurde immer vorausgesetzt, die Querschnitte der Feuercanäle seien an allen Orten der Länge einander gleich, oder, wenn der Längenschnitt der Heizfläche eine gerade Linie bildet, seien die Längenschnitte der Canäle von rechteckiger Form. Nun könnte die Frage aufgeworfen werden, ob nicht eine andere Längenform als zweckmässiger sich erweise.

Diese Frage ist in derselben Weise zu beantworten, wie die von der Querschnittsgrösse des Canales, dadurch nämlich, dass aus Gleichung 188 die Differentialquotienten $\frac{d\,\mathfrak{K}}{d\,\eta} = 0$ und $\frac{d\,\mathfrak{K}}{d\,q} = 0$ mit der hier hinzukommenden Bedingung bestimmt werden, q sei variabel auch mit der Länge des Canales und werde in dieser Eigenschaft in $f\,(q\,,\,\eta)$ und $\psi\,(q\,,\,\eta)$ eingeführt. Offenbar nämlich ist die Zweckmässigkeit auch der Längenform durch den Kostenpunkt bedingt, d. h. durch dasjenige Verhältniss zwischen Anlagecapital und Betriebsaufwand, welches die zu Erreichung eines vorgesetzten Erwärmungszweckes erforderlichen Kosten zum Minimum macht.

Das Anlagecapital besteht zumeist aus den Kosten für die Heizfläche, den Ofen und den Schornstein, der Betriebsaufwand aus den Kosten für das Brennmaterial. Wird nun die Heizfläche und demnach auch der Ofen klein hergestellt und werden die Feuercanäle so construirt, dass sie zwar einen geringen Werth für den Wärmeüberführungs-Coefficienten entstehen lassen, aber dafür auch schwache Bewegungswiderstände erzeugen und demnach mit niedrigem Schornsteine ausreichen, so muss zu Erzielung des verlangten Erwärmungszweckes viel Brennmaterial aufgewendet werden, und es sind also bedeutende Betriebskosten, aber nur wenig Anlagekosten nöthig.

Giebt man dagegen unter Beibehaltung der Heizflächengrösse den Feuercanälen eine solche Form, dass sie den Wärmeüberführungs-

Coefficienten grösser machen, dafür aber bedeutendere Reibungswiderstände hervorrufen und demnach einen höheren Schornstein beanspruchen, so sind die Kosten für den Brennmaterialaufwand allerdings geringer, aber die Herstellungskosten für den Schornstein und, sofern die gedachte Form der Canäle eine schwer auszuführende ist, auch die Herstellungskosten für diese grösser, als im ersten Falle.

Lässt man ferner die Längenform und Querschnittsgrösse der Canäle, wie sie im ersten Falle war, stellt aber die Heizfläche und, wegen hierdurch vermehrter Länge der Canäle, auch den Schornstein grösser her, so wird wiederum der Brennmaterialaufwand geringer, das Anlagecapital dagegen grösser, als im ersten Falle.

Durch ein Abwägen dieser Vor- und Nachtheile, was am sichersten und schnellsten durch Bestimmung des Minimalwerthes oben gedachter Gleichung geschieht, würde daher die zweckmässigste Längenform zu ermitteln sein. Aus den früher angeführten Gründen sind die hierzu erforderlichen, empirischen Unterlagen noch nicht gegeben. Uebrigens aber kann man nicht annehmen, dass durch eine besondere Längenform erhebliche Vortheile zu gewinnen seien, da sonst die Erfahrung andere Aussagen gegeben haben müsste, als sie in Bezug auf die Querschnittsgrösse der Canäle gethan hat.

Aus diesen Gründen wird angerathen, die Längenform der Canäle ganz beliebig so herzustellen, wie es sonstige Verhältnisse wünschenswerth erscheinen lassen, selbstverständlich aber mit Berücksichtigung des Umstandes, dass plötzliche Querschnitts- und Richtungsänderungen thunlichst vermieden werden müssen, da diese sehr bedeutende Bewegungswiderstände erzeugen, und zwar wegen höherer Temperatur der Verbrennungsproducte und daraus hervorgehender stärkerer Geschwindigkeit bedeutendere, als im Schornsteine (Seite 223).*)

*) Im „Civil-Ingenieur" B. 6 findet sich eine Untersuchung über die günstigste Längenform der Canäle, welche von der Voraussetzung ausgeht, dass dieselbe eine, für die ganze Feuerungsanlage constante Geschwindigkeit und constante Spannung der Verbrennungsproducte bedinge. — Da wegen des Beharrungszustandes für zwei beliebige Querschnitte q und q_1 des Feuercanales allgemein:

$$q\,v\,\gamma = q_1\,v_1\,\gamma_1$$

oder:

$$q\,v\,\frac{p}{\varkappa\,(1+\alpha\,\tau)} = q_1\,v_1\,\frac{p_1}{\varkappa\,(1+\alpha\,\tau_1)}$$

ist, so ergiebt sich mit obiger Voraussetzung, also mit $v = v_1$ und $p = p_1$:

$$\frac{q}{q_1} = \frac{(1+\alpha\,\tau)}{(1+\alpha\,\tau_1)}.$$

Wird ferner der Canal von überall gleicher Breite b und von variabeler Höhe h gedacht, für τ der Werth:

$$\tau = t_1 + (T_0 - t_1)\,e^{-\frac{w\,b}{n A M \sigma}\,l} \qquad \text{(Gleichung 145)}$$

Anordnung der Canäle. — Bei der Anordnung der Feuercanäle kann man entweder so verfahren, dass die Verbrennungsproducte, die Heizfläche nur einmal umspielend, durch einen einzigen Canal von vorn nach hinten geleitet werden (Fig. 42), oder so, dass sie nach einander mehrere Canäle durchströmen, also z. B., wie Fig. 43 zeigt, zuerst durch einen Canal 1, welcher sie von vorn nach hinten führt, dann durch einen Canal 2, welcher sie wieder von hinten nach vorn leitet, und schliesslich durch einen Canal 3, der sie abermals von vorn nach hinten fliessen lässt. Es fragt sich, welche Anordnung die zweckmässigste sei.

Nimmt man in beiden Fällen die Heizfläche gleich gross an und setzt auch den Wärmeüberführungscoefficienten beide Male von gleicher Grösse voraus, so sind die Wirkungsgrade in beiden Fällen dieselben, d. h. es wird in beiden Fällen zu Erreichung desselben Erwärmungszweckes eine gleiche Menge Brennmaterial verbraucht. Zu diesem Zwecke muss aber im zweiten Falle, also für Fig. 43, ein höherer Schorn-

eingeführt und darin w als der nach Voraussetzung günstigste Werth, also als für die ganze Länge l constant angenommen, so findet sich, wegen $h\,b = q$, $h_1\,b = q_1$:

$$h = \frac{h_1}{(1+\alpha\tau_1)}\left[1 + \alpha\,t_1 + \alpha\,(T_0 - t_1)\,e^{-\frac{w\,b}{n A M \sigma}\,l}\right]$$

und daraus erhellt, dass h die Ordinate und l die Abcisse einer logarithmischen Linie und demnach die Längenschnittsform eine solche Linie ist.

Die Gründe, welche der Autor für die Haltbarkeit genannter Voraussetzung anführt, können indessen nicht als überzeugend angesehen werden. Ist auch anzunehmen, zu Uebertragung der Maximalwärmemenge aus einem gegebenen Gasquantum von bestimmter Temperatur müsse der Canalquerschnitt so beschaffen sein, dass in demselben eine bestimmte Geschwindigkeit und Spannung herrschte, so folgt doch nicht daraus, dass Geschwindigkeit und Spannung für andere Temperaturen sich so verhalten müssen, um für alle Temperaturen und demnach in der ganzen Feuerungsanlage constant zu sein. Ferner ist nicht abzusehen, in wie fern diese Constanz in Geschwindigkeit und Spannung durch Gründe bevorwortet sein soll, welche von den Theoremen der mechanischen Wärmetheorie ausgesprochen werden; denkt man sich den Canal allmählich erweitert, so wird die Geschwindigkeit in der Erweiterung geringer, der Wärmegehalt und die Temperatur wegen Vernichtung von lebendiger Kraft oder mechanischer Arbeit bedeutender; denkt man sich dagegen den Canal allmählich verengt, so findet das Umgekehrte statt, ein Verlust oder Gewinn an Wärme oder mechanischer Arbeit tritt aber in beiden Fällen nicht ein, sondern nur ein abwechselndes Umwandeln von Einem in das Andere, und wollte man daher durch Gestaltung des Canales Wärme erzeugen, so könnte man nur mit Aufwand eines Aequivalentes von mechanischer Arbeit, also durch entsprechend stärkere Zugkraft des Schornsteines dazu gelangen.

Abgesehen aber von der Haltbarkeit jener Voraussetzung würde diese Untersuchung nicht den zweckmässigsten Längenschnitt, d. h. denjenigen, bei welchem eine bestimmte Erwärmungsabsicht am billigsten erreicht, sondern nur denjenigen liefern, bei welchem in eine gegebene Heizfläche die aus den vorhandenen Gasen zu gewinnende grösste Wärmemenge geleitet wird.

stein angewendet werden, da nicht allein wegen bedeutenderer Länge der Canäle die Reibungswiderstände, sondern auch die aus plötzlichen Richtungsänderungen hervorgehenden Hindernisse stärker sich heraus-

Fig. 42.

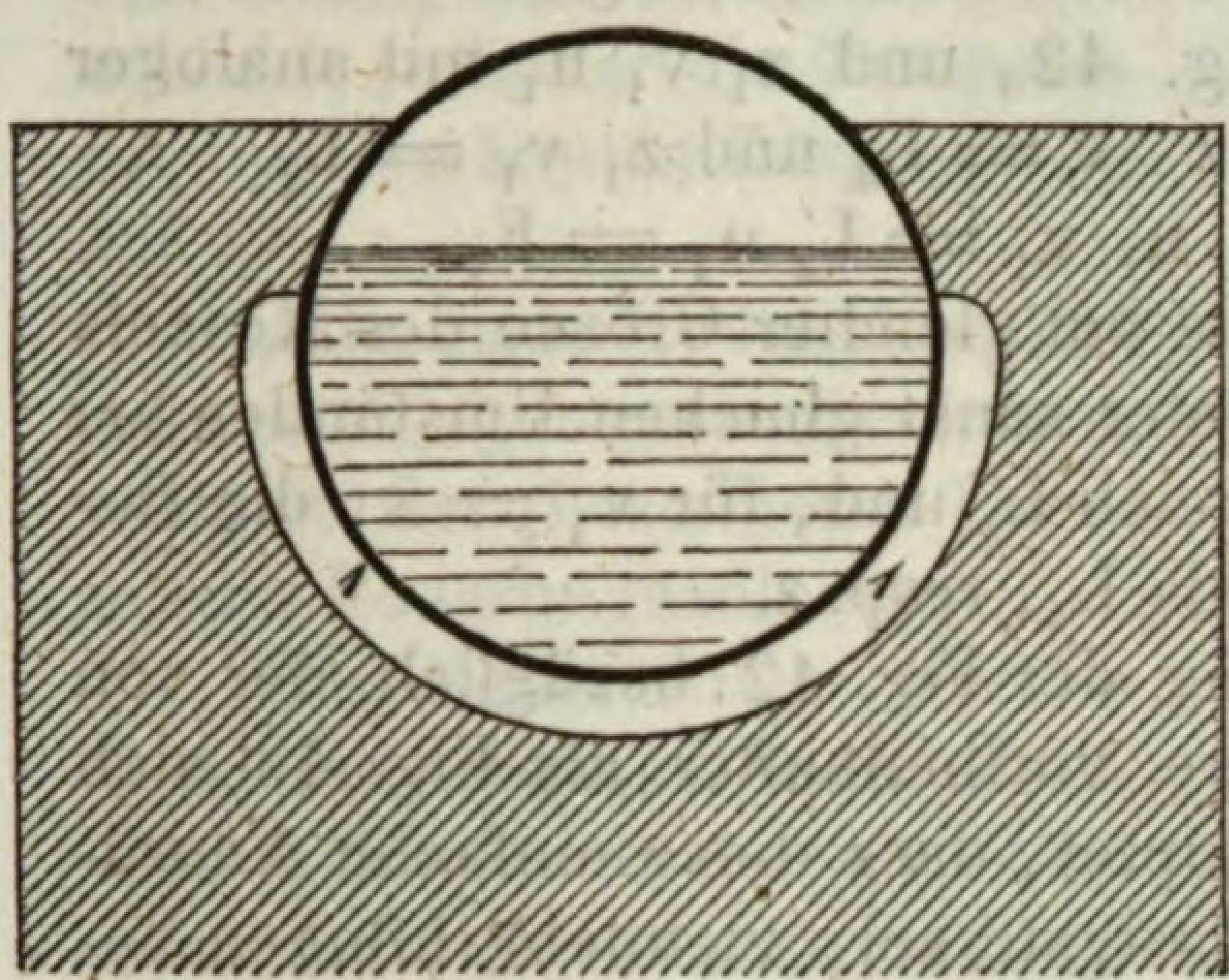
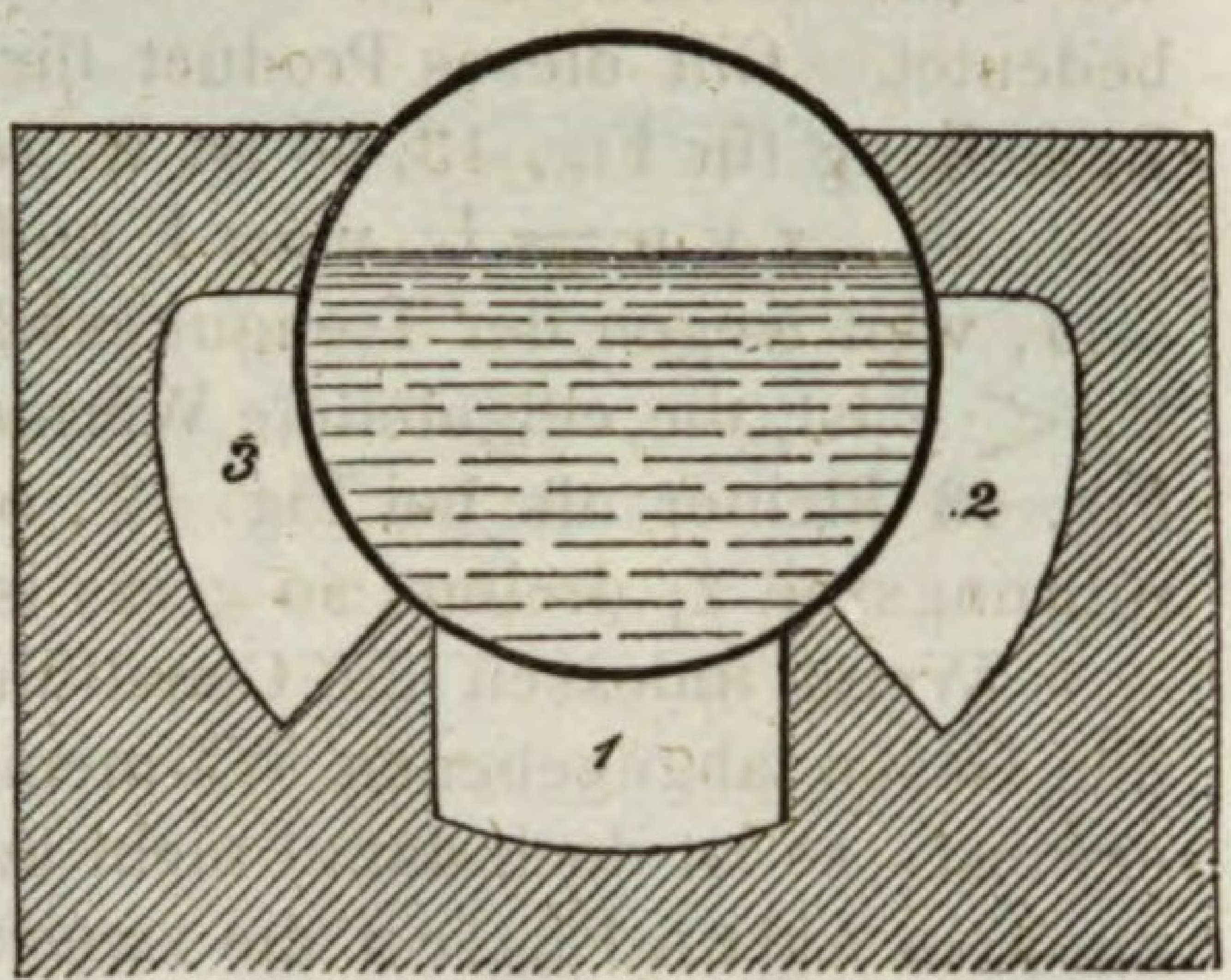


Fig. 43.



stellen, als in Fig. 42, und daher ist die erste Anordnung der zweiten vorzuziehen. Dazu kommt noch, dass, wenn in beiden Fällen dieselbe Heizflächengrösse angenommen wird, der Kessel in Fig. 43 um die Fläche grösser sein muss, welche, von den Trennungswänden der Canäle 1, 2 und 3 berührt, nicht als Heizfläche functionirt, und dass ferner bei gleichgrossem Canalquerschnitte der Wärmeüberführungs-Coefficient in Fig. 42 grösser ist, indem selbst die entferntesten Gastheilchen der Heizfläche mehr genähert sind, als in Fig. 43.

Es ist daher die jetzt noch häufig anzutreffende Ansicht, als könnte durch ein mehrmaliges Hin- und Herführen von Canälen ein Erwärmungsvortheil gegenüber der durch Fig. 41 dargestellten Canal-Anordnung gewonnen werden, nicht allein insofern irrig, als in der That beide Constructionsarten gleich günstig wirkten, sondern sogar insofern, als der Vortheil entschieden auf der andern Seite liegt. Dieses theoretische Ergebniss wird durch die Experimente von Cavé und, wie ich mich zu erinnern glaube, auch durch Versuche bestätigt, welche auf Anregung des hessen-darmstädtischen Gewerbevereins angestellt wurden.*)

Zu dem Schlusse, Fig. 43 sei zweckmässiger als Fig. 42, gelangte man ohne Zweifel von dem Vordersatze, dass die Verbrennungsproducte bei gleicher Strömungsgeschwindigkeit in Fig. 43 längere Zeit in Berührung mit der Heizfläche seien, als in Fig. 42; dabei wurde aber zu beachten vergessen, dass die pro Zeiteinheit berührte Heizflächengrösse in Fig. 43 entsprechend kleiner ist, als in Fig. 42, und dass dadurch die längere Berührungsdauer compensirt wird. Mit Berücksichtigung dieses Umstandes gelangt man in der That zu obigem theoretischen

*) Armengaud, publication industruelle, Vol. IV., pag. 1.

Resultate auch mit der empirischen Weise zu schliessen folgendermaassen.

Die eindringende Wärmemenge ist proportional der Berührungszeit z in Sec. und der in 1 Sec. berührten Fläche v u, also proportional

$$z\,v\,u$$

wo v die Geschwindigkeit der Gase und u den Umfang der Heizfläche bedeutet. Gilt dieses Product für Fig. 42, und $z_1\ v_1\ u_1$ mit analoger Bedeutung für Fig. 43, so ist wegen $z\,.\,v = L_4$ und $z_1\ v_1 = L_4'$

$$z\,v\,u = L_4\ u = F \text{ und } z_1\ u_1\ v_1 = L_4'\ u_1 = F_1$$

also, weil wegen der Trennungswände bei gleicher Grösse des Kessels $F_1 < F$ ist, die eingeleitete Wärme unter sonst gleichen Umständen bei Fig. 43 kleiner als bei Fig. 42, obgleich L_4' und, für $v_1 = v$, die Berührungszeit z_1 dreimal so gross ist als L_4, resp. z.

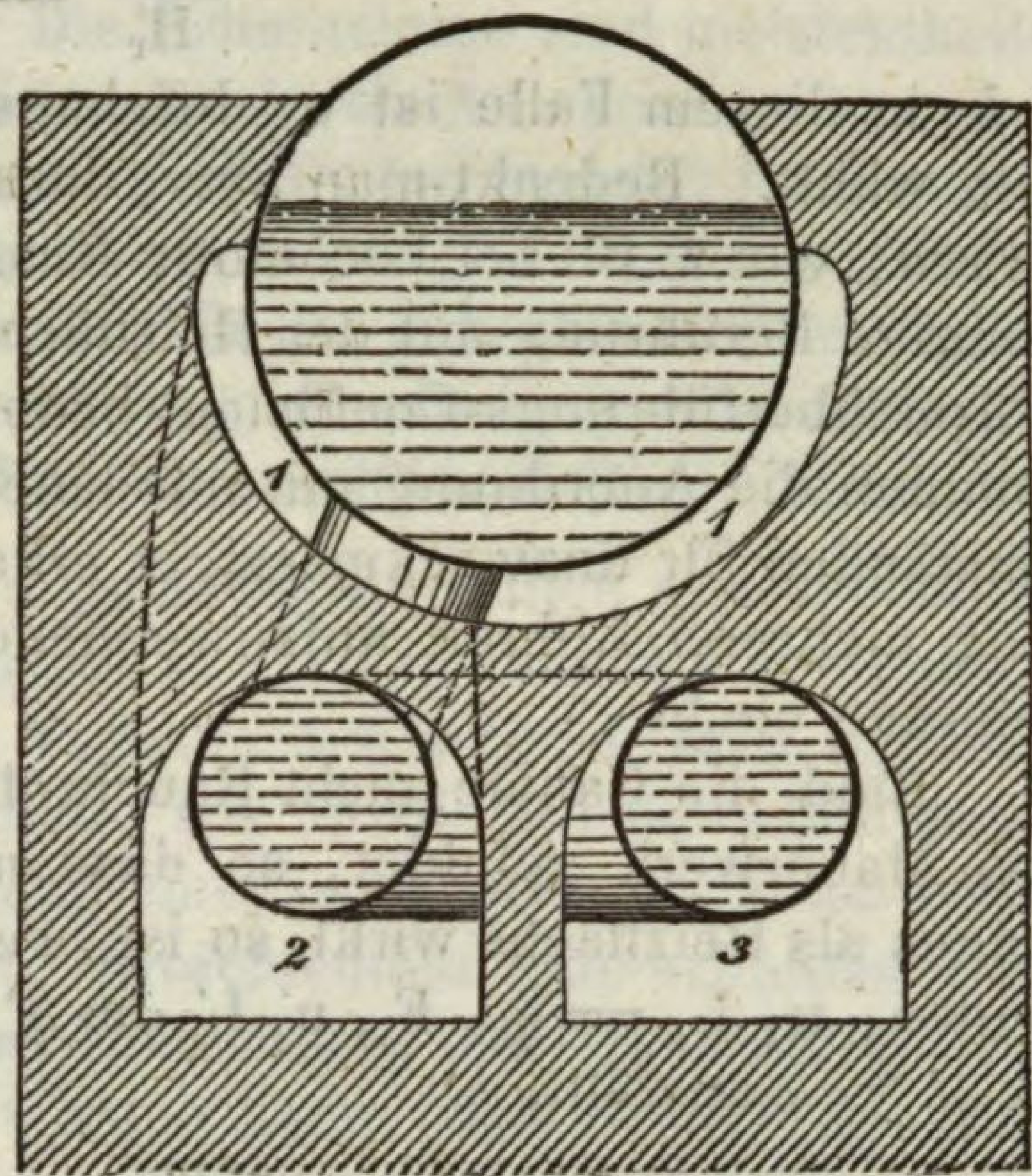
Wenn indessen die Canalführung der Fig. 42 bezüglich der von den Gasen abgegebenen Wärmemenge vortheilhafter als Fig. 43 sich erweist, so ist doch damit nicht behauptet, dass diese einfache Anordnung in allen Fällen die zweckmässigste sei; vielmehr können besondere Umstände eintreten, die eine Anwendung von mehreren Canälen erheischen. Ein solcher Umstand erscheint, wenn eine besondere Vertheilung der Temperatur in der hinter der Heizfläche befindlichen Flüssigkeit erfordert wird. Bei Anwendung der durch Fig. 42 dargestellten Anordnung nämlich ist die Temperatur der Verbrennungsproducte und demnach auch die der erwärmten Flüssigkeit am hintern Ende des Apparates bedeutend geringer als am vorderen, bei Fig. 43 dagegen an allen Orten in der Flüssigkeit ziemlich gleich hoch, und daher müsste die, obgleich in Bezug auf Wärmeausnutzung unvortheilhaftere, letzte Anordnung gewählt werden, sobald eine überall gleiche Temperatur der Flüssigkeit eintreten soll, eine vielleicht noch complicirtere Anordnung dagegen, sofern man eine noch andere Vertheilung der Temperatur bezweckt.

Ferner kann die Anordnung in Fig. 42, oder eine ähnliche deshalb zweckmässiger erscheinen, weil durch die Trennungswände der Canäle Unterstützungspunkte für den Kessel gewonnen werden, während in Fig. 42, sofern die Länge des Kessels ein gewisses Maass überschreitet, besondere Träger nöthig sind.

Endlich wird die Anordnung von mehreren Canälen zweckmässig, wenn sie bewirkt, dass eine Nichtstrom- oder Parallelstromheizfläche zu einer Gegenstromheizfläche wird, wie z. B. Fig. 44 zeigt, in welcher die Verbrennungsgase zuerst in Canal 1 von vorn nach hinten, dann in Canal 2 von hinten nach vorn, und in Canal 3 abermals von vorn nach hinten strömen, während die zu erwärmende Flüssigkeit auf dem umgekehrten Wege, also zuerst im Vorwärmer 3, dann in 2 und schliesslich im Hauptkessel 1 sich bewegt. In diesem Falle würde eine derartige Anordnung als zweckmässiger sich erweisen, wenn zu Erreichung eines verlangten Wirkungsgrades die Kostenersparung an der Heizfläche

bedeutender ist, als der Kostenaufwand zur Herstellung einer der complicirteren Canalanordnung entsprechenden Schornsteinhöhe, wenn also in der erforderlichen Grösse der Nicht- und Gegenstrom-Heizfläche eine bedeutende Differenz stattfindet, was um so mehr geschieht, je höher die Temperatur des erwärmten Körpers sein soll.

Fig. 44.



Alle diese Modalitäten der Anordnung genauer zu erörtern, verbleibt der „besonderen Theorie der Feuerungsanlagen".

Die Feuercanäle werden bisweilen auch so angeordnet, dass mehrere von ihnen gleichzeitig die Verbrennungsproducte durchströmen lassen. Um zu erkennen, ob diese oder die Anordnung nur eines Canales zweckmässiger ist, müssen zwei Apparate von gleicher Heizfläche verglichen und muss untersucht werden, bei welchem unter Voraussetzung einer in beiden Fällen gleichen Menge an Verbrennungsproducten die wegen des Canal-Reibungswiderstandes erforderliche Schornsteinhöhe bedeutender ausfällt, da alle sonstigen Vor- und Nachtheile bei beiden dieselben sind, indem wegen gleicher Heizfläche sowohl die eingeleiteten Wärmemengen, als die Temperaturverhältnisse, die Widerstände im Brennmaterial, in Krümmungen, plötzlichen Querschnittsänderungen etc. bei beiden sich gleich ergeben. Nun ist im Allgemeinen die Reibungshöhe nach Gleichung 174:

$$H_r = \frac{0{,}00625}{T_1 - \mathfrak{T}} \left(\frac{nAM}{1000}\right)^2 (1 + \alpha\, t_r)^3 \frac{u_4}{q_4^{\,3}} L_4$$

Gilt dieser Werth für die Anordnung mit nur einem Canal und ist

$$H_r' = \frac{0{,}00625}{T_1 - \mathfrak{T}} \left(\frac{nAM}{1000}\right)^2 (1 + \alpha\, t_r)^3 \frac{u_4'}{q_4'^{\,3}} L_4'$$

der analoge Werth für die Anordnung mit mehreren Canälen, wo u_4' den G e s a m m t - Umfang, q_4' den G e s a m m t - Querschnitt sämmtlicher, gleichzeitig durchströmter Canäle und L_4' die Länge eines dieser Canäle bedeutet, so ergiebt sich, weil nach obigen Voraussetzungen T_1, $\mathfrak{T}$, t_r und nAM in beiden Fällen gleich sein müssen:

$$\frac{H_r}{H_r'} = \frac{u_4\, L_4\, q_4'^{\,3}}{u_4'\, L_4'\, q_4^{\,3}}$$

Sind nun die Canäle in beiden Fällen Rauchröhren, so dass ihr ganzer Umfang als Heizfläche wirkt, so ist $u_4 \, L_4 = F$, $u'_4 \, L'_4 = F$, und sind ferner die Querschnitte q_4 und q'_4 einander gleich, so wird:

$$\frac{H_r}{H'_r} = 1,$$

d. h. in diesem Falle ist es durchaus gleichgültig, welche Anordnung man wählt. Bedenkt man aber, dass bei Anwendung mehrerer Rauchröhren, wie z. B. bei Locomotiv-Kesseln, die Verbrennungsproducte in innigere Berührung mit der Heizfläche gelangen und dass dadurch der Wärmeüberführungs-Coefficient bedeutender wird, so muss streng genommen die Anordnung mit nur einem Rauchrohre unter sonst gleichen Umständen für unzweckmässiger erkannt werden, sofern die zu Herstellung mehrerer Röhren aufzuwendende Kostenvermehrung ausser Auge gelassen bleibt.

Sind die Canäle nicht Rauchröhren, sondern sind sie zum Theil von Mauerwerk gebildet, so dass nur ein aliquoter Theil ihres Umfanges als Heizfläche wirkt, so ist, wenn φ und φ' Verhältnisszahlen bedeuten, $u_4 \, L_4 = \varphi \, . \, F$, $u'_4 \, L'_4 = \varphi' \, F$ zu setzen, und es ergiebt sich, da $\varphi' > \varphi$ ausfällt,

$$H_r = \frac{\varphi}{\varphi'} H_r \text{ , also } H_r < H'_r.$$

In diesem Falle würde daher wegen des vermehrten Reibungswiderstandes die Anordnung mehrerer Canäle unzweckmässiger, unter Berücksichtigung des durch sie bewirkten besseren Ausnutzens der Wärme aber vielleicht von gleicher Güte mit der andern Anordnung sein.

Dass und in welchen Fällen es zweckmässiger sei, die Canäle ansteigend statt fallend, oder horizontal anzuordnen, ist bereits auf Seite 211 erörtert worden. —

Discussion der Zugwirkungstheorie. — Zwar sind die hypothetischen Grundlagen, über welchen die abgehandelte Theorie der Zugwirkung aufgebaut wurde, ausführlich dargelegt und erörtert, und ferner ist mit Betonung die Sonderannahmen hervorzuheben und zu motiviren nicht verabsäumt worden, welche im Verlaufe der Entwickelung nothgedrungen, oder zu Vereinfachung des Calculs zu Hülfe genommen wurden, aber trotzdem erscheint es nöthig, derselben nochmals zu gedenken, um dadurch vor Augen zu führen, bis zu welchem Grade die Wirklichkeit erreichend die Resultate der Theorie angesehen werden dürfen, und um darauf aufmerksam zu machen, welche Modificationen die Aussagen der Theorie erleiden müssen und welche denselben zugefügt werden können, wenn die beredeten Sonder- und Annäherungsannahmen in besondern Fällen wissentlich nicht gültig sind.

1stens. Die Annahme, dass die Axe der Canäle und des Schornsteines eine ganz beliebige (auch doppeltgekrümmte) Gestalt haben

solle, wurde (Seite 146) dahin abgeändert, dass die Axe eine, übrigens in verschiedenen Vertikalebenen liegende, geradlinig geneigte Form habe, weshalb streng genommen die Endformeln im allgemeinsten Falle nur für eine solche, selbstverständlich aber auch für horizontale und vertikale Formen Gültigkeit haben. Die Schornsteine sind meistentheils vertikal, und nur selten werden sie z. B. durch Anlehnung an einen schrägen Berg, oder durch sogenanntes Schleifen geneigt hergestellt; aber die Zugcanäle sind sehr häufig nach beliebiger Richtung geführt und daher wird es für diese nothwendig, für die gekrümmte eine solche, geradlinig geneigte Gestalt in die Rechnung zu substituiren, welche der wirklich vorhandenen möglichst nahe sich anschliesst. (Seite 214.)

2^{tens.} Die aufeinanderfolgenden Querschnitte sollten von beliebiger Grösse sein, wenn auch im Allgemeinen s t e t i g in einander übergehen. Von dieser Voraussetzung wird im Verlaufe der Entwickelung insofern abgewichen, als in das Reibungsglied, wie in die auf die Abkühlung sich beziehende Grösse B die Annahme eines constanten, als Mittelwerth sämmtlicher Querschnittsgrössen zu betrachtenden Querschnittes eingeführt wurde. Dass durch diese Abweichung die Genauigkeit der Endformeln nicht erheblich afficirt werden kann, darf zufolge der Einsicht in die numerische Bedeutung des Reibungs- und Abkühlungseinflusses, welche durch die mehrfach durchgerechneten Beispiele erlangt wurde, sehr wohl angenommen werden, und übrigens kommt in Wirklichkeit eine nennenswerthe Verschiedenheit in der Querschnittsgrösse der Canäle nur selten vor.

3^{tens.} Die Hypothese vom Parallelismus der Schichten. Schon wurde darauf hingewiesen, dass die Wirklichkeit nicht dieser Hypothese sich accommodirt, sondern dass vielmehr die Theile des Gases, welche in der Nähe der Canalwandungen sich bewegen, durch stärkeren Reibungswiderstand und durch bedeutendere Abkühlung in ihrer Bewegung verzögert werden, so dass eine Querschicht, die in einem bestimmten Zeitmomente eine zur Bewegungsrichtung normale, ebenflächige Gestalt hatte, in einem späteren Zeitpunkte als gekrümmte, ihre concave Seite der Bewegungsrichtung zukehrende Fläche erscheinen würde. Zufolge vielfacher Versuche wird zwar die Genauigkeit der Endresultate durch diese Disharmonie zwischen Wirklichkeit und Hypothese nicht messbar beeinträchtigt; allein es muss hierbei auf Folgendes aufmerksam gemacht werden. Die zu Bestimmung der Zugwirkung abgeleiteten Formeln sagen aus, dass die Stärke derselben ausser von der Höhe wesentlich vom Ausströmungsquerschnitte des Schornsteines abhängt, so dass die andern Querschnitte nur insofern am Einflusse auf die Zugwirkung sich betheiligen, als durch sie der Reibungswiderstand und die Abkühlung verschieden gross wird. Sieht man von diesen beiden Einflüssen ab, behält also nur die sogenannte theoretische Zugwirkung im Auge, so findet sich, dass diese Zugwirkung dem Ausströmungsquerschnitt direct proportional

ist, und hieraus könnte man schliessen, dass ein Schornstein (Fig. 45), dessen Ausströmungsquerschnitt, wie Fig. 46, auf das Doppelte oder

Fig. 45.

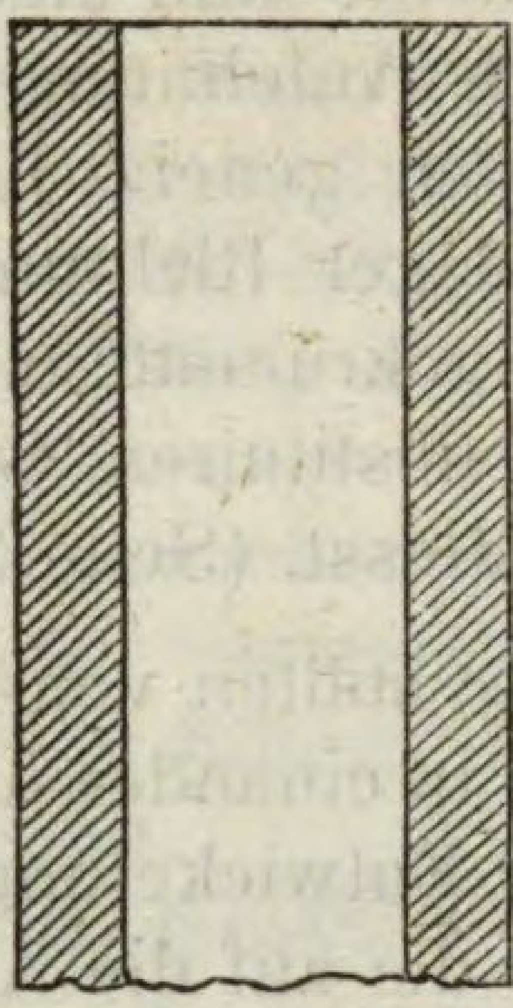
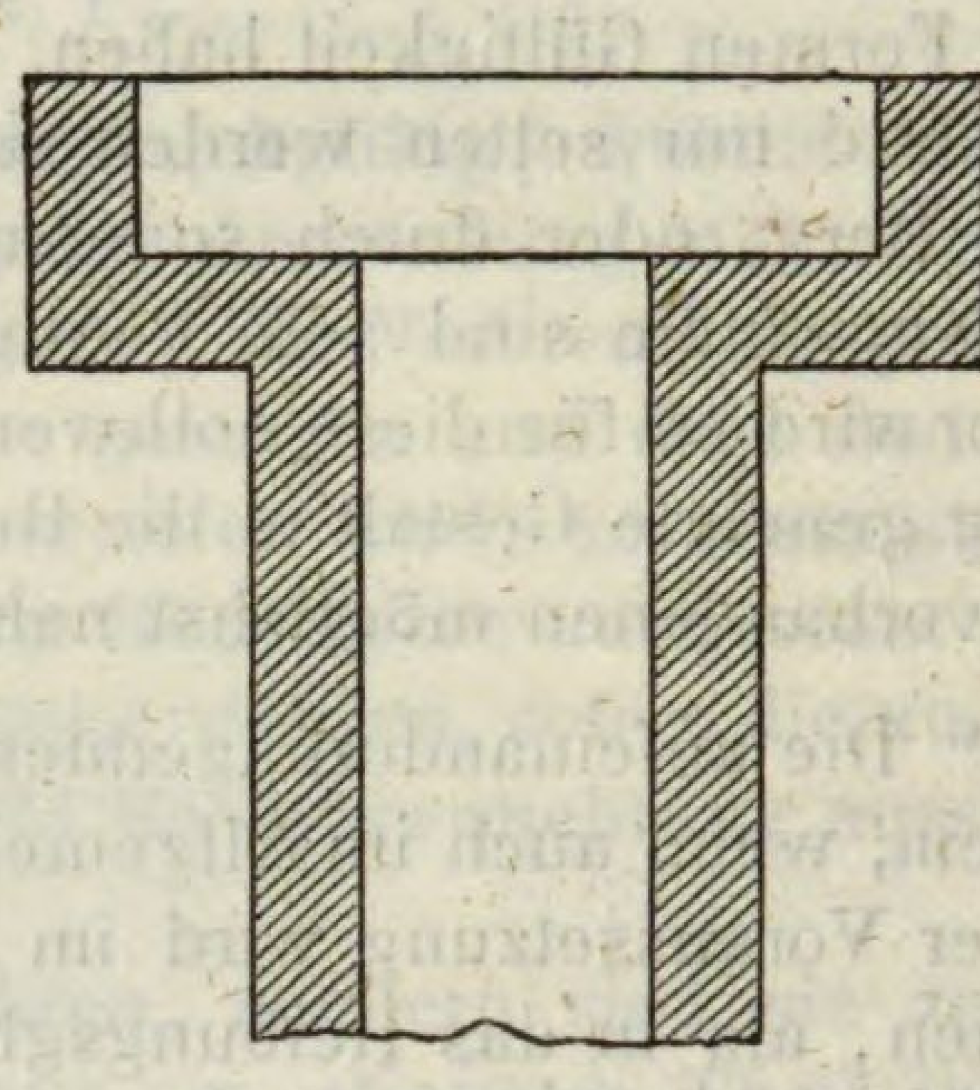


Fig. 46.



Dreifache dicht am Gipfel erweitert würde, zufolge der Theorie auch die doppelte, resp. dreifache Zugwirkung erhielte, selbst abgesehen davon, dass der durch den plötzlichen Querschnittsübergang entstehende Verlust mit in Rechnung gezogen würde. Da nun von vorn herein einzusehen, dass diese Vergrösserung der Zugwirkung in Wirklichkeit nicht stattfinden wird, sondern dass die Gase so ausströmen, als wäre die Erweiterung gar nicht vorhanden, so könnte man hieraus der Theorie einen Vorwurf machen und sie für unwahr erklären; daher wird darauf hingewiesen, dass die vorangestellte Hypothese vom Parallelismus der Schichten nicht vergessen werden darf und dass nur deshalb, weil in diesem besonderen Falle diese Hypothese nicht verwirklicht wird, die Theorie unwahre Aussagen zu thun scheint. Stellt man den Gipfel des Schornsteines so her, dass der Uebergang der Querschnitte ein allmählicher ist, dass also die durchströmenden Verbrennungsproducte bis nach der Ausströmungsöffnung hin alle Querschnitte ausfüllen und demnach nach dem Ausspruche der genannten Hypothese sich bewegen können, so wird die Theorie sofort mit der Wirklichkeit harmoniren.

4$^{\text{tens}}$ wurde vorausgesetzt, dass die durch Compression oder Dilatation entstehenden Temperaturänderungen übersehen werden könnten. Wenn ein unter starkem Druck in einem Behälter eingepresstes Gas in den luftleeren, oder in einen Raum entströmt, der Gas von bedeutend geringerer Spannung enthält, so ist an der Ausströmungsöffnung eine so beträchtliche Temperaturerniedrigung wahrnehmbar, dass in die Nähe gebrachtes Wasser und sogar Quecksilber unter Umständen gefriert, und wenn man ebenso in einem Behälter Gas comprimirt, so kann ein darin befindlicher brennbarer Körper durch die Compression entzündet werden (pneumatisches Feuerzeug). Diese Phänomene werden von der mechanischen Wärmetheorie dadurch erklärt, dass bei der genannten Ausströmung die an der Aus-

strömungsgeschwindigkeit und Menge kenntliche mechanische Arbeit, und bei der genannten Compression die zu dieser Compression aufgewendete Arbeit in Wärme umgewandelt wird. Ebenso nun, wie bei diesen stark markirten Vorgängen, findet bei jeder geringen Ausdehnung eine Wärmeab- und bei jeder Zusammendrückung des Gases eine Wärmezunahme statt, und müssten daher diese Erscheinungen bei den in den Canälen vorkommenden Ausdehnungen und Zusammendrückungen der Verbrennungsproducte strenggenommen berücksichtigt sein.

Versuche von Saint-Venant und Wantzel*) und neuerdings von Weisbach**) weisen nach, dass unter Umständen das Uebersehen dieser Temperaturveränderung zu sehr erheblichen Unrichtigkeiten führt, indem die aus der hier gestellten Hypothese hervorgehende Formel für die Ausflussgeschwindigkeit, nämlich (Seite 126) für $H = 0$:

$$V = \sqrt{2\, g\, \varkappa\, (1 + \alpha T)\, \ln t \left(\frac{P_1}{P}\right)}$$

im Vergleich mit dem Experimente sogar ungereimte Werthe berechnet, während die aus der Annahme einer Temperatur- und zugleich Dichtigkeitsänderung fliessende Formel, nämlich:

$$V = \sqrt{2\, g\, \varkappa\, (1 + \alpha T)\, \frac{\sigma}{\sigma - \sigma_1} \left[1 - \left(\frac{P}{P_1}\right)^{\frac{\sigma - \sigma_1}{\sigma}}\right]}$$

mit dem Experiment glaubhaft harmonirende Ergebnisse liefert. (σ = spec. Wärme bei constantem Druck, σ_1 = dito bei constantem Volumen.)

Dieselben Versuche zeigen aber auch, dass bei geringeren Druckdifferenzen die von uns entwickelte Formel nur unmessbare Ungenauigkeiten entstehen lassen kann, und da nun die Pressung P_2 im Innern des Schornsteingipfels höchstens $= P_1$ sein und die Schornsteinhöhe höchstens = 150 Meter betragen, also allerhöchstens

$$\frac{P_2}{P} = \frac{P_1}{P} = e^{\frac{H}{\varkappa(1 + \alpha \mathfrak{T})}} = e^{\frac{150}{7991}} = 1{,}01$$ sich herausstellen kann,

so habe ich um so weniger von der Anwendung der genauen Formel abzustehen Bedenken getragen, als dieselbe numerisch schwerfälliger zu behandeln ist und nicht den Vortheil gewährt, eine einfache Vereinigung des Reibungs- und Abkühlungseinflusses mit sich zu gestatten.***)

*) Comptes rendus des séances de l'académie des sciences. T. 8. p. 294. 1839.

**) Civilingenieur, B. V. Seite 1. 1859.

***) In der berg- und hüttenmännischen Zeitung (19ter Jahrgang, Seite 201, 1860) theilt Weisbach, um die Richtigkeit einer neuen, von ihm aufge-

5tens. Aus denselben Gründen, nämlich wegen des sehr geringen Unterschiedes zwischen P_1 und P, ist auch die Hypothese, die bewegten Gase verhielten sich in der Feuerungsanlage und beim Austritt aus derselben wie eine vollkommen elastische Flüssigkeit, ohne Bedenken zulässig.

6tens. Im Verlaufe der Rechnung (Seite 131) wurde die Hypothese gestellt, die Pressungen veränderten sich im Innern der Feuerungsanlage ebenso, wie in der äusseren Atmosphäre. Ueberhaupt eine Annahme über die Variationen der Pressungen im Innern der Feuerungsanlagen in die Rechnung einzuführen, war nothwendig, weil die Dichtigkeiten an den verschiedenen Orten der Canäle ermittelt werden mussten, dieselben gleichzeitig als Functionen sowohl von der Temperatur als von der Pressung auftreten, und nur das Gesetz bekannt ist, nach welchem die ersteren sich verändern. Strenggenommen nun müsste in der im Allgemeinen als beliebig gestaltet vorausgesetzten Feuerungsanlage die Spannung von dieser Gestalt abhängig gemacht und daher für diese eine Annahme in die Rechnung eingeführt sein, denn nach dem Princip von der Erhaltung der Wirkungsquantität muss die Spannung, wenn vorläufig von der Abkühlung in der Feuerungsanlage abgesehen wird, in grösseren Querschnitten stärker als in kleinen sein, also mit der Querschnittsgrösse variiren (siehe Seite 253). Allein mit Berücksichtigung dieser Variationen würde die Rechnung sehr verwickelt geworden sein, und daher wurde bei Aufstellung jener Hypothese auch nur an Canäle von gleichem, oder nahe gleichgrossem Querschnitt gedacht. Nun wäre es am naheliegendsten gewesen, hierfür ein mit der Länge der Canäle proportionales Abnehmen der Spannungen vorauszusetzen, wie es später bei den Ventilatoren geschieht, aber da auch diese Annahme sehr verwickelte Endformeln liefert und ausserdem auf Rechnungen führt, in welche auf's Neue Annäherungsannahmen eingesetzt werden müssen, so entschloss ich mich dazu, die hier besprochene Hypothese zu wählen, da sie allein die einfachsten und zwar auch einfachere Endformeln entstehen lässt, als die Annahme einer constanten Spannung in der ganzen Feuerungsanlage. Dass diese Hypothese selbst für gleichweite Canäle nicht genau mit der Wirklichkeit übereinstimmt ist schon einleuchtend, wenn man bedenkt, dass ihr zufolge in einer

stellten Formel zu zeigen, eine durch Hülfe der beiden obigen Formeln berechnete Tabelle mit, zufolge welcher die aus einer Düsenöffnung ausströmende Windmenge:

	für $\frac{P_1}{P} =$ 1,01	1,02	1,05
nach der 1sten Formel	0,0998	1,407	2,209
nach der 2ten oder Poisson'schen	1,0000	1,413	2,233

Cubikfusse beträgt; wie nahe die Ergebnisse dieser beiden Formeln für die angegebenen kleinen Pressungsdifferenzen zusammenstimmen, ist hieraus ersichtlich. —

zuerst horizontalen und dann vertikal sich abbiegenden Canalleitung die Spannung am Ende des horizontalen Armes nicht kleiner als am Anfange desselben sein müsste; aber ebenso einleuchtend wird auch sein, dass grobe Fehler durch ihr Einführen in die Rechnung nicht entstanden sein können.

7tens. Die Annahmen, welche wegen des Reibungs-, des Brennmaterialwiderstands und des Abkühlungsgliedes in die Rechnung eingeführt wurden, sind schon an Ort und Stelle genügend erörtert worden. Nur sei hier nochmals darauf aufmerksam gemacht, dass der Brennmaterialwiderstand so stark in Rechnung gezogen wurde, als er nur im äussersten Falle sich geltend machen wird, und dass daher die ihm zugehörende Schornsteinhöhenvermehrung (Seite 223) auffällig bedeutend sich ergab.

8tens. Der Beharrungszustand, welcher als eingetreten angenommen wurde, solle so streng nach Definition erhalten werden, dass in gleichen Zeitmomenten gleichviel Brennmaterial verbraucht und gleichgrosse Mengen des zu erwärmenden Körpers zu- und abgeleitet würden. Dieser Annahme wird in der Praxis meistens nicht Genüge gethan, da eine continuirliche Speisung weder des Ofens noch des Erwärmungsapparates (Kessels) geschieht und auch ein beständiger und gleich starker Abfluss des erwärmten Körpers nicht stattfindet. Erfahrungsmässig nun muss zum Hervorbringen einer günstigen Verbrennung in demjenigen Verbrennungsstadium, in welchem frisches Brennmaterial eingetragen wird, ein grösseres Luftquantum in die Feuerungsanlage eingeleitet werden als in späteren Zeitperioden, in denen das Brennmaterial bereits destillirt ist und zum grössten Theil aus Kohlen oder Koks besteht. Wenn daher unter Annahme einer continuirlichen Luftzuströmung eine m i t t l e r e Menge von nA in die Rechnung eingeführt wurde, so könnte man meinen, dass die alsdann berechneten Dimensionen der Feuerungsanlage für das besprochene 1ste Stadium des Verbrennungsactes zu klein wären. Allein da eine Vergrösserung von nA eine Verminderung von T_0 und sämmtlichen Temperaturen in der Feuerungsanlage, und diese Verminderung wieder eine Schwächung der Widerstände, deren Einfluss auf die Dimensionen der Feuerungsanlage sehr bedeutend ist, zur Folge hat, so wird die Ungenauigkeit der Luftmengen-Annahme durch die Temperaturenberechnung wieder compensirt, so dass zu kleine Dimensionen der Feuerungsanlagen nicht entstehen.

Um hierüber klareren Aufschluss zu erhalten, möge eine Feuerungsanlage von bestimmten Dimensionen angenommen, und untersucht werden, wie viel Brennmaterial in derselben einmal unter der Voraussetzung verbraucht werden könne, dass die einfache, das zweite Mal, dass die doppelte, und das dritte Mal, dass die dreifache theoretische Luftmenge erforderlich sei.

Zu dem Ende muss zunächst Formel 154 umgewandelt werden in:

$$M = \frac{1000}{nA} \sqrt{\frac{(T_1 - \mathfrak{T})\,H_5 + \mathfrak{C}}{\frac{(1+\alpha T_1)^2}{Q^2} + 0{,}025\,\frac{1}{q_5{}^2\,d_5} H_5 (1+\alpha T_1)^3 + \mathfrak{A}_{\prime\prime} + \frac{b\,\delta}{R^2} + \mathfrak{B}_{\prime\prime}}} \qquad \ldots\ldots\ldots\ 184$$

und nun sei hierin angenommen:

$\mathfrak{T} = 0$; $H_5 = 20$; $\mathfrak{C} = 0$; $F = 20$;
$w = 23$; $L_1 = 0$; $\mathfrak{B}_{\prime\prime} = 0$;
$Q = q_5 = q_4 = 0{,}5$; $L_4 = 30$; $t_1 = 100$;
$R = 2$; $\delta = 0{,}1$; $\eta_1 k = 6000$; $A = 10$.

Da in allen drei zu betrachtenden Fällen die Heizfläche F constant ist, so wird der Wirkungsgrad η sich verändern, und daher muss die Temperatur T_1 nicht bloss mit Rücksicht auf T_0, sondern auch mit Rücksicht auf diese Veränderung des Wirkungsgrades, oder directer mit Rücksicht auf die Constanz der Heizfläche jedes Mal ermittelt und demzufolge Formel 145 (Seite 145), nämlich: (wegen $u_4\,L_4 = F$)

$$T_1 = t_1 + (T_0 - t_1)\,e^{-\frac{w\,.\,F}{nAM\sigma}}$$

in Anwendung gebracht werden. Obige Gleichung ist daher nur durch ein etwas mühsames Probiren auflösbar, indem man einen Werth für M annimmt, und untersucht, ob er jener Gleichung Genüge leistet.

Setzt man nun unter Annahme, dass keine directe Heizfläche vorhanden sei:

1stens $n = 1$ und demnach $T_0 = \frac{\eta_1\,k}{nA\sigma} = 2400$, so wird der Gleichung für $M = 200$ Genüge geleistet, indem sich hiermit ergiebt:

$$T_1 = 100 + 2300\;e^{-\frac{23\,.\,20}{10\,.\,200\,.\,0{,}25}} = 465;$$

$$M = 1000 \times \sqrt{\frac{465\,.\,20}{4(1+\alpha.465)^2 + 2{,}8(1+\alpha.465)^3 + 4{,}2(1+\alpha.1432)^3 + 8(1+\alpha.1200)^3}}$$

2tens $n = 2$ und demnach $T_0 = 1200$, so wird der Gleichung 184 wieder für $M = 200$ Genüge gethan, indem man erhält:

$$T_1 = 100 + 1100\,.\,e^{-\frac{23\,.\,20}{20\,.\,200\,.\,0{,}25}} = 540;$$

$$M = 1000 \times \sqrt{\frac{540\,.\,20}{4(1+\alpha.540)^2 + 2{,}8(1+\alpha.540)^3 + 4{,}2(1+\alpha.870)^3 + 8(1+\alpha.600)^3}}$$

3tens $n = 3$ und demnach $T_0 = 800$, so genügt $M = 170$ (circa) der Gleichung 184, indem damit wird:

$$T_1 = 100 + 700 \,.\, e^{-\frac{23 \,.\, 20}{30 \,.\, 170 \,.\, 0{,}25}} = 450;$$

$$M = 1000 \times \sqrt{\frac{450 \,.\, 20}{4(1+\alpha.450)^2 + 2{,}8(1+\alpha.450)^3 + 4{,}2(1+\alpha.625)^3 + 8(1+\alpha.400)^3}}$$

Man sieht also hieraus, dass selbst bei dreifacher theoretischer Luftmenge nur $\frac{1}{7}$ weniger als bei einfacher, und innerhalb ein- bis zweifacher gleichviel Brennmaterial in derselben Feuerungsanlage verbrannt werden kann, woraus dann umgekehrt die oben ausgesprochenen Behauptungen sich beweisen.

Ebenso wie diese Unregelmässigkeiten im Luftzutritte können auch die bei der Speisung des Erwärmungsapparates auftretenden bei dem Calcule übersehen werden.

Seitendruck gegen die Canalwände. — Die durch die Canäle strömenden Verbrennungsproducte üben gegen die Seitenwände derselben einen Druck aus, welcher an einem bestimmten Punkte so gross ist, als ihre Spannung an diesem Punkte. Wie das Experiment lehrt, ist dieser Seitendruck oder diese Spannung meistentheils kleiner, als der Druck in der Atmosphäre ausserhalb der Feuerungsanlage, und schon die oberflächliche Erfahrung zeugt von der Richtigkeit dieses experimentellen Ausspruches, da eine in den Seitenwänden angebrachte Oeffnung Luft einströmen lässt, was nicht der Fall sein könnte, wenn der Druck im Innern grösser, als ausserhalb wäre. Durch die Zwischenräume, welche der Regulirungsschieber in seiner Führung bildet, dringt oft so viel Luft ein, dass man schon Vorrichtungen auszudenken sich genöthigt sah, welche dieses, allerdings schädliche Einströmen zu verhindern bezwecken; durch zufällig in den Rauchcanälen oder dem Schornsteine entstandene Risse ist ebenfalls ein Einströmen zu bemerken, und nur, wenn eine aussergewöhnliche, z. B. durch Windstösse oder übermässig energische Gasentwickelung veranlasste, plötzliche Druckvermehrung gegen den Gipfel des Schornsteins, oder gegen die Einmündung der Feuerungsanlage oder im Feuerraume entsteht, sieht man umgekehrt Rauch durch Oeffnungen der Seitenwände entweichen.

Den Seitendruck genauer seiner Grösse nach für einen bestimmten Punkt zu kennen, ist nicht unwichtig, weil man mitunter auch an andern Stellen, als durch den Rost Luft in die Feuerungsanlage zu leiten beabsichtigt und zu Berechnung der Querschnittsgrösse einer Oeffnung, welche eine bestimmte Quantität dieser Luft einführen soll, die Kenntniss der zwischen innen und aussen stattfindenden Pressungsdifferenz nöthig hat. Ihn genau zu berechnen ist mit den jetzt gebotenen wissenschaft-

lichen Unterlagen unmöglich, da er gleichzeitig als Function von der Temperatur und der Dichtigkeit auftritt und die Dichtigkeit der Verbrennungsproducte an einem bestimmten Punkte der Feuerungsanlage als unbekannt angesehen werden muss, weshalb auch bezüglich der Spannung Hypothesen in die früheren Rechnungen eingeführt werden mussten. Aber wie gross er ungefähr ist und wie er von den Dimensionen der Feuerungsanlage abhängt kann folgendermaassen gefunden werden. Sieht man nämlich zunächst von den Reibungswiderständen, von sonstigen Hindernissen und von der Abkühlung ab, nimmt also an, dass in der ganzen Feuerungsanlage gleich hohe Temperatur herrsche, so findet sich aus Formel 132, Seite 126, wenn man V_0, d. h. die Geschwindigkeit der äussern Luft vor dem Eintritt in die Feuerungsanlage, $= 0$ setzt:

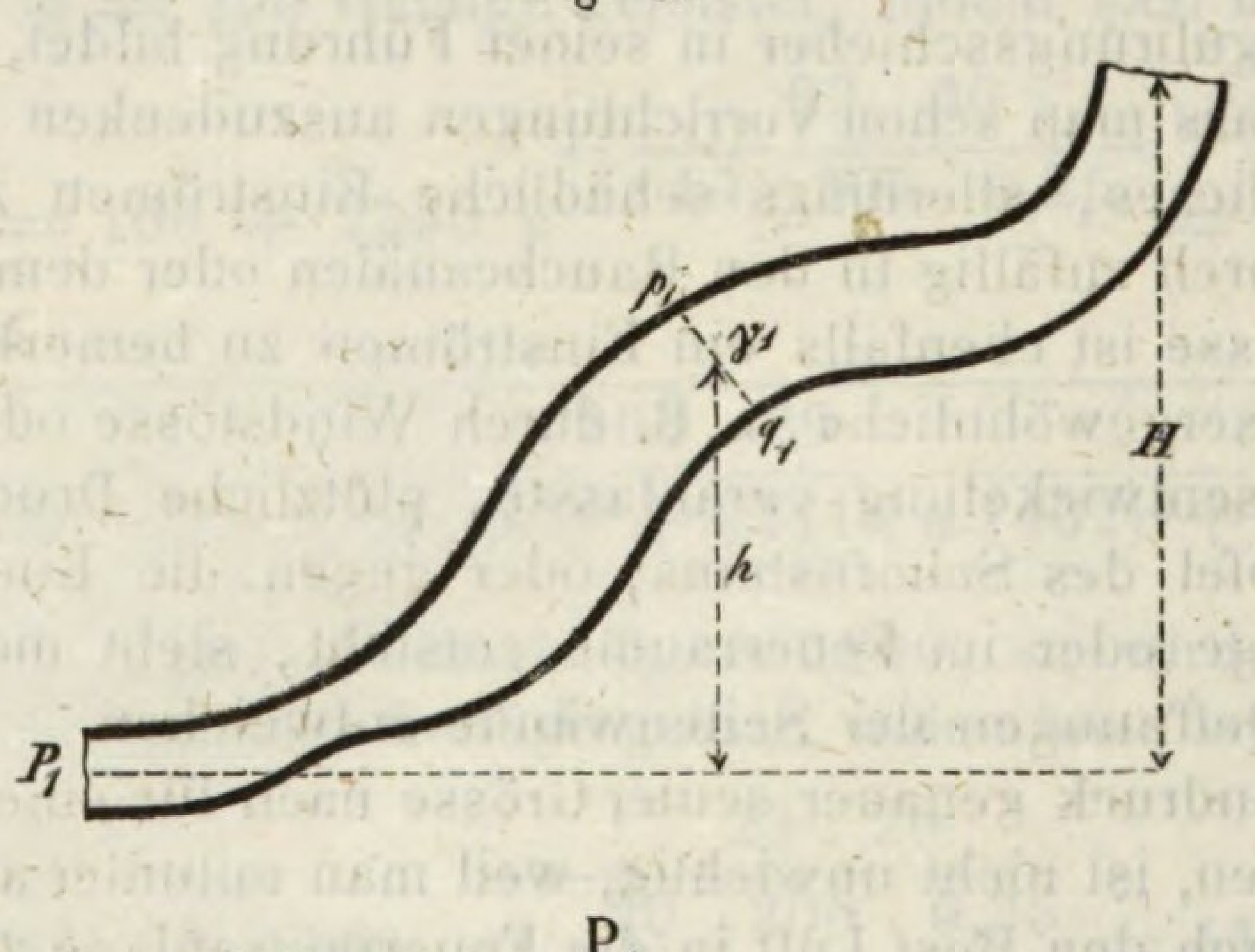
$$\int_0^V \frac{v\,dv}{g} = \frac{P_1}{G_1} - \frac{P}{G} - \int_0^H dh - \int_{G_1}^G \frac{p}{\gamma^2}\,d\gamma$$

und ebenso ist für einen beliebigen andern Querschnitt q_1 der Feuerungsanlage, in welchem die Dichtigkeit γ_1, die Geschwindigkeit v_1 und die Spannung p_1 herrscht und welcher um h Meter über der Einmündung liegt:

$$\int_0^{v_1} \frac{v\,dv}{g} = \frac{P_1}{G_1} - \frac{p_1}{\gamma_1} - \int_0^h dh - \int_{G_1}^G \frac{p}{\gamma^2}\,d\gamma$$

Aus diesen beiden Gleichungen, welche für einen ganz beliebig geformten Canal (Fig. 47) gelten, wird mit Hülfe des auf Seite 126 verfolgten Rechnungsganges:

Fig. 47.



$$\frac{v_1^2}{2g} = -h + \varkappa\,(1 + \alpha\,\iota)\,\mathrm{lnt}\,\frac{P_1}{p_1} \quad \dots\dots\dots\dots\dots \quad 185.$$

Nun ist wegen des statthabenden Beharrungszustandes

$$v_1\,q_1\,\gamma_1 = V\,Q\,G$$

und wegen vorausgesetzter, constanter Temperatur, $\gamma_1 = \frac{p_1}{\varkappa\,(1 + \alpha\, t)}$,

$G = \frac{P}{\varkappa\,(1 + \alpha\, t)}$; also auch $v_1\, q_1\, p_1 = V\, Q\, P$.

Den hieraus sich ergebenden Werth für v_1 in Gleichung 185 eingeführt, liefert:

$$\frac{Q^2\, P^2}{q_1^{\,2}\, p_1^{\,2}}\, \frac{V^2}{2\, g} = -h + \varkappa\,(1 + \alpha\, \tau)\, \ln t\, \frac{P_1}{p_1}$$

und setzt man hierin angenähert: $\ln t\, \frac{P_1}{p_1} = \frac{P_1}{p_1} - 1$, was jedesmal geschehen kann, wenn P_1 nicht viel verschieden von p_1 ist, so wird:

$$\frac{Q^2\, P^2}{q_1^{\,2}}\, \frac{V^2}{2\, g} = -\,[\varkappa\,(1 + \alpha\, t) + h]\, p_1^{\,2} + \varkappa\,(1 + \alpha\, \tau)\, P_1\, p_1$$

und hieraus:

$$p_1 = \frac{\varkappa\,(1 + \alpha\, t)}{\varkappa\,(1 + \alpha\tau) - h} \cdot \frac{P_1}{2} + \sqrt{\left[\frac{\varkappa\,(1 + \alpha\, t)}{\varkappa(1 + \alpha\tau) + h}\right]^2 \left(\frac{P_1}{2}\right)^2 - \frac{Q^2}{q_1^{\,2}}\, \frac{P^2}{[\varkappa(1 + \alpha t) + h]}\, \frac{V^2}{2\, g}} \quad \ldots\ldots 186.$$

Aus dieser Gleichung ist zu erkennen, dass p_1 um so kleiner wird, je kleiner q_1 ist, oder mit andern Worten, dass der Seitendruck in *verengten* Querschnitten der Feuerungsanlage mit *geringerer* Intensität auftritt, als in erweiterten. Will man daher an einem Orte der Feuerungsanlage durch eine gegebene Oeffnung möglichst viel Luft einführen, so muss man den Canalquerschnitt an diesem Orte nicht erweitern, sondern verengen. Der pneumatische Druck ist also in ähnlicher Weise von der Grösse des Canalquerschnittes abhängig, wie der hydraulische, welcher bekanntlich, obgleich wegen stärkeren specifischen Gewichtes des Wassers in der Regel bedeutender als der äussere Druck, durch entsprechende Verkleinerung des Canalquerschnittes sogar negativ, d. h. kleiner als der atmosphärische Druck werden kann. Ferner sagt obige Formel aus, dass die Pressung in den Canälen der Feuerungsanlage *unter allen Umständen kleiner ist, als diejenige vor der Einmündungsöffnung.* —

Setzt man in Gleichung 186 angenähert $P = P_1$, so wird für Punkte, welche nicht höher als die Einmündung der Feuerungsanlage liegen, für welche also $h = 0$ ist:

$$p_1 = \frac{P_1}{2} \left\{ 1 + \sqrt{1 - 4\, \frac{Q^2}{q_1^{\,2}}\, \frac{1}{\varkappa\,(1 + \alpha\tau)}\, \frac{V^2}{2\, g}} \right\}$$

und wird hierin $\iota = 300$, $\varkappa = 7991$, $V = 3,13$, also $\frac{V^2}{2\,g} = 0,5$ genommen, so erhält man:

$$\text{für } \frac{Q}{q_1} = \tfrac{1}{4} \;.\;.\;.\;.\;.\; p_1 = 0,99999\; P_1$$

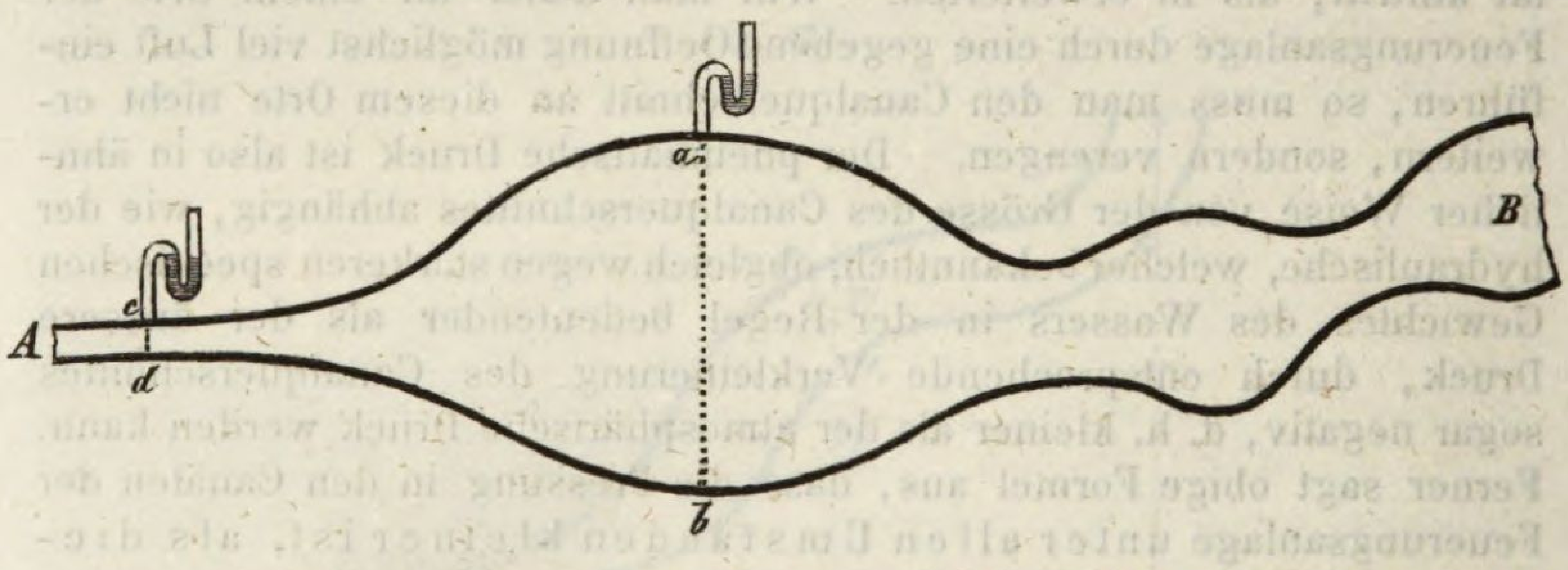
$$\text{für } \frac{Q}{q_1} = 1 \;.\;.\;.\;.\;.\; p_1 = 0,99995\; P_1$$

$$\text{für } \frac{Q}{q_1} = 4 \;.\;.\;.\;.\;.\; p_1 = 0,99949\; P_1$$

woraus ebenfalls hervorgeht, dass der Seitendruck in weiten Canalquerschnitten stärker als in engen ist, aber auch, dass die Variationen desselben selbst bei bedeutenden Querschnittsverschiedenheiten nur sehr mässig sind, weshalb denn die in die früheren Rechnungen eingeführten Hypothesen, die Spannung sei in der ganzen Feuerungsanlage constant, oder so gross, als der in gleicher Höhe herrschende äussere Atmosphärendruck, sehr wohl zulässig waren und die Endresultate nicht ungenau gemacht haben können.

Wenn nun die hier abgeleiteten Formeln auch keinen Anspruch erheben, den Seitendruck genau berechnen zu wollen, so ist doch diejenige Aussage derselben mit der Wirklichkeit übereinstimmend, dass, wie bereits angeführt, die Spannung oder der Seitendruck in engen Canalquerschnitten geringer ist als in erweiterten, denn ein in der Röhrenleitung *A B* angebrachtes Manometer (Fig. 48) zeigt in der That in

Fig. 48.



dem erweiterten Querschnitte *a b* einen stärkeren Druck an, als in dem engeren bei *c d*.

Schornsteine für mehrere Feuerungsanlagen. — Wenn ein Schornstein herzustellen ist, der einer Anzahl von z unter sich gleichen Feuerungsanlagen gleichzeitig als Zugerzeuger dienen soll, so rathen

empirische Regeln, seine Höhe ebenso, seinen Querschnitt aber zmal so gross anzuordnen, als es für eine dieser Feuerungsanlagen geschehen würde.

Unsere Aufgabe soll sein, zu untersuchen, ob der Ausspruch dieser Regeln mit dem der Theorie übereinstimmt, und zwar für den Fall, dass die Abkühlung im Schornsteine zu vernachlässigen sei. Nach den auf Seite 166 sich vorfindenden Formeln ergiebt sich:

$$H_5 = \frac{16\,V^2}{(T_1 - \mathfrak{T})}\left[1 + 0{,}025\,\frac{1}{d_5}\left(\frac{Q}{q_5}\right)^2 (1+\alpha T_1)\,L_5\right] + \frac{16\,V^2\,Q^2}{(T_1 - \mathfrak{T})(1+\alpha T_1)^2}\left\{\mathfrak{A}_{\prime\prime} + \frac{b\,\delta}{R^2} + \mathfrak{B}_{\prime\prime}\right\} - \frac{\mathfrak{C}}{T_1 - \mathfrak{T}}$$

und hieraus, wie auch aus dem, was über die Minimalhöhe (Seite 177) erörtert ist, erkennt man, dass die Schornsteinhöhe als aus 2 Theilen zusammengesetzt betrachtet werden kann, nämlich aus dem Theile, welcher zu Ueberwindung der in der Feuerungsanlage auftretenden Widerstände nöthig ist, und demjenigen, welchen die sogenannte theoretische Zugwirkung *plus* der Widerstand im Schornsteine selbst erfordert.

Will man nun diese Formel auf den Fall ausdehnen, in welchem eine Anzahl von z gleichwirkenden und gleich construirten Feuerungsanlagen in den Schornstein mündet, so muss man bedenken, dass die gesammte Gasquantität, die der Schornstein pro Stunde abführt, gleichzeitig durch sämmtliche Feuerungsanlagen, also durch Querschnitte strömt, welche z mal so gross sind, als derjenige einer einzigen Feuerungsanlage, und dass daher die zu Ueberwindung der Widerstände erforderliche Höhe, oder kurz die Minimalhöhe nicht grösser zu sein braucht, als für eine dieser z Feuerungsanlagen.

In der That ist das gesammte Gasquantum, welches in der Stunde durch sämmtliche Feuerungsanlagen und durch den Schornstein strömt, $= z\,(n\,A\,M)$, und die Querschnittsgrössen, durch welche es sich ergiesst, $= Q$, $z.q_4$, $z.q_n$, $z.q_m$, $z\,R$, $z.q_a$ etc., so dass wegen:

$$z\,(n\,A\,M) = 3600\;Q\,V\,G = 4000\;\frac{Q.V}{1+\alpha\,T_1}$$

das 2^te^ Glied obiger Gleichung für eine Anzahl von z Feuerungsanlagen zu (siehe Seite 166):

$$\frac{z^2}{T_1 - \mathfrak{T}}\left(\frac{nAM}{1000}\right)^2\left\{\frac{0{,}025}{d_1}\,\frac{1}{z^2 q_1^2}(1+\alpha\mathfrak{T}_1)^3 L_1 + \frac{0{,}025}{d_4}\,\frac{1}{z^2\,q_4^2}(1+\alpha t_r)^3 L_4 + \frac{b\,\delta}{z^2 R^2} + \Sigma(1+\alpha t_n)^2\left(\frac{1}{z\,q_n} - \frac{1}{z\,q_m}\right)^2 + \text{etc.}\ldots\right.$$

$$= \frac{1}{T_1 - \mathfrak{T}}\left(\frac{nAM}{1000}\right)^2\left\{\frac{0{,}025}{d_1}\,\frac{1}{q_1^2}(1+\alpha\mathfrak{T}_1)^3 L_1 + \frac{0{,}025}{d_4}\,\frac{1}{q_4^2}(1+\alpha t_r)^3 L_4 + \frac{b\,\delta}{R^2} + \Sigma(1+\alpha t_n)^2\left(\frac{1}{q_n} - \frac{1}{q_m}\right)^2 + \text{etc.}\ldots\right.$$

$$= \frac{1}{T_1 - \mathfrak{T}}\left(\frac{nAM}{1000}\right)^2\left\{\mathfrak{A}_{\prime\prime} + \frac{b\,\delta}{R^2} + \mathfrak{B}_{\prime\prime}\right\}$$

wird, woraus direct zu erkennen, dass für eine beliebig grosse Anzahl von gleichconstruirten Feuerungsanlagen dieses 2[te] Glied und daher die sogenannte Minimalhöhe nicht grösser wird, als für eine derselben.

Aufmerksam kann hierbei noch darauf gemacht werden, dass im Reibungsgliede nicht etwa $\frac{1}{d_1} = \frac{1}{z\,d_1}$ und $\frac{1}{d_4} = \frac{1}{z\,d_4}$ gesetzt werden darf; denn es ist für sämmtliche Feuerungsanlagen, wenn $\mathfrak{U}$ und $\mathfrak{Q}$ Umfang und Querschnitt der Summe von Canälen bedeutet, durch welche das Gesammtquantum z (nAM) sich bewegt (siehe Seite 152):

$$\Sigma\mathfrak{A}_{\prime\prime} = 0{,}0065 \left\{ \frac{\mathfrak{U}_1}{\mathfrak{Q}_1} \frac{1}{\mathfrak{Q}_1{}^2} (1+\alpha\mathfrak{T}_1)^3 L_1 + \frac{\mathfrak{U}_4}{\mathfrak{Q}_4} \frac{1}{\mathfrak{Q}_4{}^2} (1+\alpha\, t_r)^3 L_4 \right\}$$

und da nun $\mathfrak{Q}_1 = z.q_1$ und $\mathfrak{U}_1 = z.u_1$, so erhält man $\frac{\mathfrak{U}_1}{\mathfrak{Q}_1} = \frac{z.u_1}{z.q_1}$ $= \frac{u_1}{q_1}$ und $\frac{\mathfrak{U}_4}{\mathfrak{Q}_4} = \frac{u_4}{q_4}$ und wegen $\frac{u_1}{q_1} = \frac{4}{d_1}$:

$$\Sigma\mathfrak{A}_{\prime\prime} = 0{,}025 \left\{ \frac{1}{d_1} \frac{1}{z^2 q_1{}^2} (1+\alpha\mathfrak{T}_1)^3 L_1 + \frac{1}{d_4} \frac{1}{z^2 q_4{}^2} (1+\alpha\, t_r)^3 L_4 \right\}$$

so dass also die Quotienten $\frac{1}{d_1}$ und $\frac{1}{d_4}$ unverändert bleiben.

Ebenso wie das 2[te] ändert sich auch das 3[te] Glied nicht, wenn die Formel auf einen, mehren Feuerungsanlagen gemeinsamen Schornstein ausgedehnt wird, so dass also, wenn

$\mathbf{V}$ die Ausströmungsgeschwindigkeit

$\mathbf{Q}$ den Ausströmungsquerschnitt

für den gemeinsamen Schornstein bezeichnet und D_5, Q_5 analoge Bedeutungen für denselben haben, die Höhe desselben durch die Formel:

$$H_5 = \frac{16\,\mathbf{V}^2}{T_1 - \mathfrak{T}} \left[1 + 0{,}025 \frac{1}{D_5} \left(\frac{\mathbf{Q}}{Q_5}\right)^2 (1+\alpha T_1)\, L_5 \right] + \left(\frac{nAM}{1000}\right)^2 \frac{1}{T_1 - \mathfrak{T}} \left\{ \mathfrak{A}_{\prime\prime} + \frac{b\,\delta}{R^2} + \mathfrak{B}_{\prime\prime} \right\} - \frac{\mathfrak{C}}{T_1 - \mathfrak{T}} \quad \ldots \; 187$$

bestimmt wird. Darin ist nAM die Gasmenge, welche pro Stunde durch eine einzige jener z Feuerungsanlagen strömt, und ebenso beziehen sich $\mathfrak{A}_{\prime\prime}$, $\frac{b\,\delta}{R^2}$, $\mathfrak{B}_{\prime\prime}$ und $\mathfrak{C}$ auf nur eine der Feuerungsanlagen. Der Querschnitt $\mathbf{Q}$ berechnet sich zufolge Formel 151 zu:

$$\mathbf{Q} = \frac{z\,(n\,AM)}{4000} \frac{(1+\alpha\, T_1)}{\mathbf{V}}$$

Wird nun, wie die genannten empirischen Regeln rathen, $\mathbf{Q} = z \,.\, Q$, so ergiebt sich:

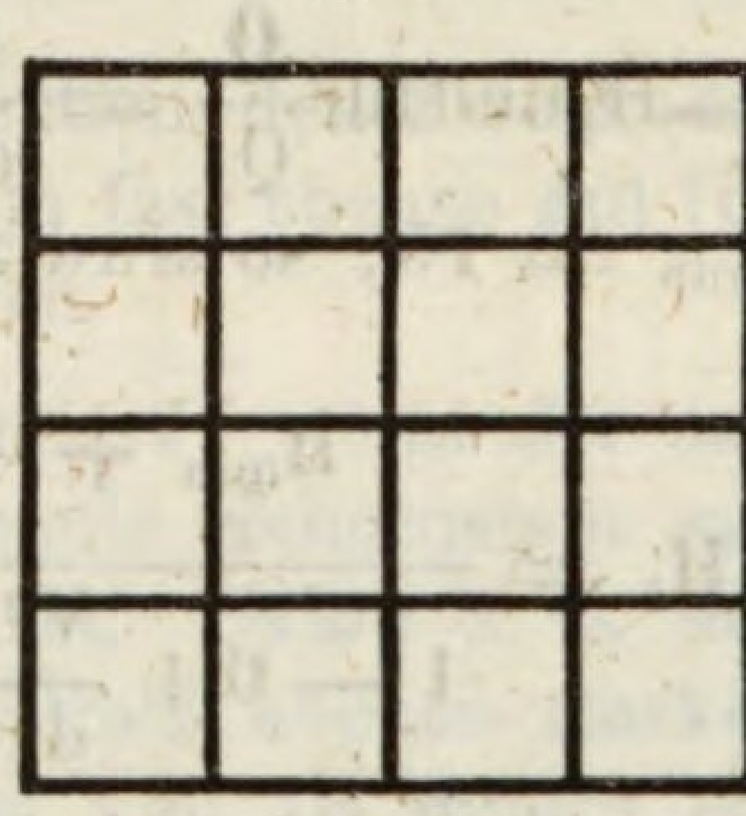
$$\mathbf{V} = \frac{nAM}{4000} \; \frac{(1 + \alpha T_1)}{Q} = V$$

und daher für $\frac{\mathbf{Q}}{Q_5} = 1$ die Höhe des gemeinsamen Schornsteines eben so gross, als die eines für eine einzige der z Feuerungsanlagen dienenden Schornsteins, so dass also die empirischen Regeln vollkommen durch die Theorie Bestätigung finden. Streng genommen kann sogar der gemeinsame Schornstein noch etwas niedriger als ein einzelner hergestellt werden, da der Reibungswiderstand im ersteren kleiner ist, als im 2ten, oder da, wie die Formeln zeigen, $\frac{1}{D_5}$ kleiner ist, als $\frac{1}{d_5}$.

Zu diesem, den Ausspruch der empirischen Regeln bestätigenden Ergebnisse gelangt man auch durch folgende Betrachtungsweise.

Denkt man sich für die z Feuerungsanlagen besondere Schornsteine hergestellt, welche dann sämmtlich, da alle Feuerungsanlagen von gleicher Construction und gleicher Wirkung sein sollen, gleich hoch werden würden, und diese Schornsteine dicht nebeneinander gesetzt, so dass sie als ein einziger, in seinem Innern von vielen Zwischenwänden durchzogener erscheinen (Fig. 49), so ist kein Grund anzunehmen, weshalb diese Schornsteinsumme anders wirken sollte, als ein einziger, in welchem diese Zwischenwände fehlen, oder genauer, als einer, dessen Gesammtquerschnitt so gross, als die Summe der Einzelquerschnitte ist; und ebenso ist einzusehen, dass, wenn die Zwischenwände entfernt werden, der Reibungswiderstand geringer ausfallen muss, da derselbe bei gleichem Querschnitte und sonst gleichen Umständen, dem Umfange proportional wächst und offenbar dieser Umfang in der Schornsteinsumme bedeutender ist, als in dem durch Entfernung der Zwischenwände entstehenden Gesammtschornsteine.

Fig. 49.



Werden in gleicher Höhe eines mit Wasser gefüllten und voll erhaltenen Gefässes z gleichgrosse Oeffnungen angebracht, so fliesst aus sämmtlichen dieser Oeffnungen z mal so viel Wasser, als durch eine derselben, oder als durch eine derselben in gleicher Zeit fliessen würde, wenn man die andern verstopfte und dem Gefässe einen z mal so kleinen Querschnitt gäbe. Werden von diesen Oeffnungen aus Röhrenleitungen von gleicher Weite, gleicher Länge und gleichem Gefälle geführt, so strömt auch durch die Summe dieser Röhrenleitungen z mal so viel Wasser, als durch eine derselben, da wegen übereinstimmender Construction die Widerstände in sämmtlichen Leitungen gleich gross sind und das Wasser seine Be-

wegung durch den Druck erhält, welcher durch die an der Einmündung wirksame Wassersäule hervorgebracht wird. Dieser Druck ist nach allen Richtungen gleich stark thätig; ob man also eine einzige, oder beliebig viele Röhren in gleicher Höhe ausmünden lässt, immer wird auf jede ein gleich starker Druck ausgeübt und daher durch jede eine gleich grosse Wassermenge bewegt werden.

Ebenso ist es mit einem Schornsteine, da auch in diesem in gleichen Höhenpunkten gleich starke Drucke herrschen.

Wenn es nun vollständig richtig ist, einem gleichzeitig für z Feuerungsanlagen dienenden Schornsteine dieselbe Höhe, aber einen z mal so grossen Querschnitt zu geben, als der für eine einzige dieser Feuerungsanlagen bestimmte erhalten würde, so ist man doch zu Befolgung dieser Regel nicht genöthigt, sondern kann auf Grund obiger Formel den Gesammtschornstein entweder höher und enger, oder weniger hoch und weiter herstellen. Die sogenannte Minimalhöhe muss er indessen immer überschreiten, denn bezeichnet man dieselbe mit H_{min}, so wird:

$$H_5 = H_{min} + \frac{16\,\mathbf{V}^2}{T_1 - \mathfrak{T}} \left[1 + 0{,}025\,\frac{1}{D_5}\left(\frac{\mathbf{Q}}{Q_5}\right)^2 (1 + \alpha\,T_1)\,L_5\right],$$

worin der 2te Summand nie negativ oder Null werden kann. Aber nimmt man hierin $\mathbf{V}$ verschieden von V, so wird H_5 entweder kleiner oder grösser, als die Höhe eines Einzelschornsteines. Wäre z. B. für $L_5 = H_5$ und für $\frac{\mathbf{Q}}{Q_5} = \frac{Q}{q_5} = 1$, $V = 2$, $Q = 0{,}25$, $T_1 = 300$ und $H_{min} = 15$, so wird zunächst für den Einzelschornstein:

$$H_5 = \frac{H_{min} + \frac{16\,V^2}{T_1 - \mathfrak{T}}}{1 - 0{,}4\,\frac{V^2}{d_5}\,\frac{1 + \alpha\,T_1}{T_1 - \mathfrak{T}}} = \frac{15 + 0{,}21}{1 - 0{,}032} = 15{,}6 \text{ Meter.}$$

Für 4 gleich construirte Feuerungsanlagen, also für $z = 4$, ergiebt sich alsdann unter Beachtung von

$$\mathbf{Q}\,\mathbf{V} = z.Q.V = 4\,Q.V$$

a: für $\mathbf{Q} = 8\,Q$, also $\mathbf{V} = \frac{1}{2}\,V$

$$H_5 = \frac{H_{min} + \frac{16\,\mathbf{V}^2}{T_1 - \mathfrak{T}}}{1 - 0{,}4\,\frac{\mathbf{V}^2}{D_5}\,\frac{1 + \alpha\,T_1}{T_1 - \mathfrak{T}}} = \frac{15 + 0{,}05}{1 - 0{,}004} = 15{,}1 \text{ Meter.}$$

b: für $\mathbf{Q} = 4\,Q$, also $\mathbf{V} = V$

$$H_5 = \frac{15 + 0{,}21}{1 - 0{,}016} = 15{,}5 \text{ Meter.}$$

c: für $\mathbf{Q} = Q$, also $\mathbf{V} = 4\ V$

$$H_5 = \frac{15 + 3{,}36}{1 - 0{,}512} = 37{,}6 \text{ Meter.}$$

Wird also der Querschnitt des Gesammtschornsteines 8 mal so gross, als der des Einzelschornsteins hergestellt, also doppelt so gross, als die empirischen Regeln vorschreiben, so gewinnt man dadurch einen nur sehr geringen Betrag an Höhe und zwar nur 0,4 Meter, gegenüber derjenigen Höhe, welche er bei genauer Befolgung der empirischen Regeln haben müsste. Vergrössert man die Weite des Schornsteines gar nicht, sondern lässt sie so, wie eine einzige Feuerungsanlage es verlangt, so kann durch eine Höhenvermehrung um 22 Meter oder um $\frac{3}{2}$ der ursprünglichen Höhe die für sämmtliche Feuerungsanlagen erforderliche Zugwirkung erreicht werden. Hätte man daher einen Schornstein für eine Feuerungsanlage von der hier vorausgesetzten Beschaffenheit erbaut und beabsichtigte darauf 4 solcher Feuerungsanlagen von demselben bedienen zu lassen, so würde ein Höhenaufbau von 22 Metern diese Absicht erreichen lassen. Wollte man dagegen nur 2 Feuerungsanlagen mit dem Schornsteine betreiben, so würde man wegen $\mathbf{V} = 2\ V$ und

$$H_5 = \frac{15 + 0{,}84}{1 - 0{,}128} = 18{,}1$$

mit einer Höhenvermehrung von nur 2,5 Meter schon den Zweck erreichen, d. h. es würde der vorhandene Schornstein fast ebenso gut für 2, als für eine einzige Feuerungsanlage functioniren.

Diese Verhältnisse gestalten sich natürlich anders, wenn der anfängliche, für eine einzige Feuerungsanlage erbaute Schornstein mit Zugrundelegung anderer Bedingungen construirt ist. Wäre z. B. die Feuerungsanlage von der Beschaffenheit, dass sie trotz ebenso starker Zugwirkung als die vorige nur eine Minimalhöhe von 10 Metern erforderte und man hätte den Schornstein für $V = 4$ Meter, $T_1 = 300$, $\mathfrak{T} = 0$ und $Q = 0{,}125$ construirt, so dass

$$H_5 = \frac{10 + \frac{16 \cdot 4^2}{300}}{1 - 0{,}4\ \frac{16}{0{,}35} \cdot \frac{2}{300}} = 12{,}3 \text{ Meter}$$

geworden wäre, so müsste, wenn durch blossen Aufbau der Schornstein zum Betriebe von 4 solchen Feuerungsanlagen brauchbar gemacht werden sollte, die Höhe desselben, wegen $\mathbf{Q} = Q$, $\mathbf{V} = 4\ V$, zu:

$$H_5 = \frac{10 + 13{,}6}{1 - 1{,}968}$$

anwachsen, d. h. diese Höhe wäre in diesem Falle unausführbar; sie müsste so bedeutend werden, dass die innere Thätigkeit den Reibungswiderstand im Schornsteine nicht überwinden könnte.

In diesem Falle würde man also einen neuen Schornstein von bedeutenderer Weite herstellen müssen. Nähme man nun zufolge der empirischen Regeln $\mathbf{Q} = 4\,Q$ und $\mathbf{V} = V$, so brauchte man diesen neuen Schornstein statt 12,3 Meter nur:

$$H_5 = \frac{10 + \frac{16 \cdot 4^2}{300}}{1 - 0{,}4\,\frac{16}{0{,}7} \cdot \frac{2}{300}} = 10{,}5 \text{ Meter}$$

hoch zu bauen, und wollte man $\mathbf{Q} = 2\,Q$ und demnach $\mathbf{V} = 2\,V$ anordnen, so ergäbe sich:

$$H_5 = \frac{10 + \frac{16 \cdot 8^2}{300}}{1 - 0{,}4 \cdot \frac{64}{0{,}5} \cdot \frac{2}{300}} = 20{,}4 \text{ Meter.}$$

Diese Beispiele legen also durch Zahlen vor Augen, dass eine Befolgung der genannten empirischen Regeln nicht unbedingt nöthig ist, sondern dass man in manchen Fällen schon durch geringe Höhenvermehrung des bereits vorhandenen Schornsteins, denselben zum Betriebe von mehreren Feuerungsanlagen tauglich machen kann, und in anderen mit einer geringeren Erweiterung, als die empirischen Regeln vorschreiben, ausreicht, dafür aber eine entsprechende Höhenvermehrung vornehmen muss. Wird nun noch beachtet, dass wegen nicht continuirlicher Speisung der Feuerungsanlagen, nicht fortwährend die stärkste Zugwirkung, für welche der Schornstein construirt ist, hervorgebracht zu werden braucht und dass der Betrieb mehrerer Feuerungsanlagen so geleitet werden kann, dass sämmtliche niemals zu gleicher Zeit ihre grösste Zugwirkung erfordern, so leuchtet ein, dass auch aus diesem Grunde eine geringere als die z-malige Dimensionirung genügen kann.

In allen Fällen, in denen der für z Feuerungsanlagen dienende Schornstein nicht z mal so weit und ebenso hoch, als der für eine einzige hergestellt wird, fällt die Geschwindigkeit $\mathbf{V}$ anders aus, als V. Geht man nun von dem Gesichtspunkte aus, dass für eine gegebene Oertlichkeit eine b e s t i m m t e Ausströmungsgeschwindigkeit und demnach ein bestimmter U n e m p f i n d l i c h k e i t s g r a d die oder der angemessenste ist, so muss man das von den empirischen Regeln vorgeschriebene Constructionsverfahren als das rationellste bezeichnen; allein dieser Gesichtspunkt würde nicht für alle Fälle als der richtigste zu vertheidigen sein. —

Bisher war die Rede nur von Schornsteinen, welche einer Anzahl von gleichconstruirten und gleichwirkenden Feuerungsanlagen dienen sollen; es würden daher obige Untersuchungen noch auf solche auszudehnen sein, welche für eine Anzahl ungleich construirter und ungleichwirkender, d. h. solcher Feuerungsanlagen thätig sind, die ungleich starke Zugwirkungen erfordern, ungleiche Wirkungsgrade haben und demnach die Verbrennungsproducte mit ungleich hohen Temperaturen austreten lassen.

Strömen die Gase bei der 1^{sten} mit einer Temperatur von 400^0, bei der 2^{ten} mit 180^0, bei der 3^{ten} mit 250^0 etc. aus, so muss offenbar die im Schornsteine herrschende, dem Gemische sämmtlicher Gase entsprechende Temperatur zuvor besonders ermittelt werden, und ebenso ist die Gesammtmenge der vom Schornstein abgeführten Verbrennungsproducte auf andere Weise zu bestimmen, als es bislang geschah. Wird:

$(nAM)_1$ die Menge der von der 1^{sten} Feuerungsanlage abgeführten Verbrennungsproducte,

$(nAM)_2$ die Menge der von der 2^{ten} Feuerungsanlage abgeführten Versrennungsproducte, u. s. w.

genannt, ferner:

T_1' die Temperatur, mit welcher die Verbrennungsproducte die 1^{ste} Feuerungsanlage verlassen,

T_1'' die Temperatur, mit welcher die Verbrennungsproducte die 2^{te} Feuerungsanlage verlassen, u. s. w.

so ist wegen Gleichheit der Wärmemenge, die das Gemisch von Gasen enthält, mit der Summe von denjenigen Wärmequantitäten, welche die einzelnen Gasmengen besitzen, die Temperatur im Schornsteine:

$$T_1 = \frac{(nAM)_1\, T_1' + (nAM)_2\, T_1'' + (nAM)_3\, T_1''' + \ldots\ldots}{(nAM)_1 + (nAM)_2 + (nAM)_3 + \ldots\ldots} \;\ldots\ldots\; 188.$$

Der Ausströmungsquerschnitt des gemeinschaftlichen Schornsteins bestimmt sich demnach durch (siehe S. 165):

$$Q = \frac{(nAM)_1 + (nAM)_2 + (nAM)_3 + \ldots\ldots}{4000\,.\,V}(1+\alpha T_1) \;\ldots\ldots\; 189$$

und die Höhe findet sich mit Hülfe folgender Betrachtungen.

Es ist mehrfach mit Betonung darauf aufmerksam gemacht worden, dass ein Schornstein, man möge seine Weite so bedeutend herstellen als man wolle, jedenfalls eine Höhe haben müsse, welche der, allein von der Beschaffenheit der Feuerungsanlage abhängenden Minimalhöhe gleichkommt.

Denkt man sich nun mehrere Feuerungsanlagen von ungleicher Wirkungsstärke in einen Schornstein münden, so ist einzusehen, dass

dieser Schornstein zu Erzeugung der erforderlichen Zugwirkung mindestens eine Höhe haben muss, die derjenigen Minimalhöhe gleichkommt, welche die am stärksten wirkende Feuerungsanlage nöthig hat.

Ordnet man die in den Schornstein mündenden Feuerungsanlagen nach der Stärke der von ihnen erforderten Zugwirkungen, indem man die der stärksten Zugwirkung zugehörige mit 1 bezeichnet, und nennt

H'_{min} die Minimalhöhe der 1^{sten}
H''_{min} diejenige der 2^{ten}
etc. etc.

so müsste zufolge des Erörterten die Minimalhöhe des Gesammtschornsteines $= H'_{min}$ gesetzt werden, denn würde man sie kleiner herstellen, so wäre sie offenbar, selbst wenn man die Weite des Schornsteines auch noch so bedeutend anordnete, für die 1^{ste} Feuerungsanlage zu gering, grösser aber braucht sie nicht zu sein, weil sie, wie aus dem Früheren erhellt, für sämmtliche Feuerungsanlagen gleichzeitig thätig ist.

Die Totalhöhe des gemeinschaftlichen Schornsteins ist alsdann:

$$H_5 = H'_{min} + \frac{16\,\mathbf{V}^2}{\mathbf{T}_1 - \mathfrak{T}}\left[1 + 0{,}025\,\frac{1}{D_5}\left(\frac{\mathbf{Q}}{Q_5}\right)^2 (1 + \alpha\,\mathbf{T}_1)\,L_5\right] \ldots 190$$

und für $L_5 = H_5$

$$H_5 = \frac{H'_{min} + \dfrac{16\,\mathbf{V}^2}{\mathbf{T}_1 - \mathfrak{T}}}{1 - 0{,}4\,\dfrac{\mathbf{V}^2}{D_5}\left(\dfrac{\mathbf{Q}}{Q_5}\right)^2 \dfrac{(1 + \alpha\,\mathbf{T}_1)}{\mathbf{T}_1 - \mathfrak{T}}} \ldots\ldots\ldots\ldots 191.$$

Hierin wird $\mathbf{T}_1$ nach Formel 188 und $\mathbf{Q}$ nach Formel 189 bestimmt, $\mathbf{V}$ angenommen, und bei Berechnung von H'_{min}, welches zufolge Formel 156:

$$H'_{min} = \frac{1}{\mathbf{T}_1 - \mathfrak{T}}\left(\frac{nAM}{1000}\right)^2 \left\{\mathfrak{A}_{\prime\prime} + \frac{b\,\delta}{R^2} + \mathfrak{B}_{\prime\prime}\right\} \frac{\mathfrak{C}}{\mathbf{T}_1 - \mathfrak{T}}$$

ist, muss beachtet werden, dass die Temperatur $\mathbf{T}_1$ die durch Formel 188 gegebene und nicht etwa $= T'_1$ ist, während nAM, $\mathfrak{A}_{\prime\prime}$, $\frac{b\,\delta}{R^2}$ und $\mathfrak{B}_{\prime\prime}$ für die 1^{ste} Feuerungsanlage, also für diejenige gelten, welcher die Temperatur T'_1 angehört.

Die Behandlung eines Sonderfalles mag das Weitere erläutern.

Es sei angenommen, ein für 3 Feuerungsanlagen gleichzeitig wirksamer Schornstein solle erbaut werden. Die Feuerungsanlage, welche voraussichtlich, oder wie man durch genauere Rechnung findet, die bedeutendste Minimalhöhe erfordert, habe folgende Verhältnisse.

No. 1.

a. gegeben oder angenommen:

Brennmaterial = Steinkohlen

$M = 150$ $nA = 20$ $\eta = 0{,}7$

$k = 7500$ $\eta_1 = 0{,}8$ $H_4 = 0$

$\nu_1 = 0$ $\nu_4 = 0$ $L_1 = 0$

$L_4 = 30$ $R = 2$ $q_4 = 0{,}5$

$$\Sigma\left(\frac{1}{q_n} - \frac{1}{q_m}\right) = \frac{1}{0{,}25} - \frac{1}{0{,}5} = 2 \;,\; \left(\frac{1}{\varphi} - 1\right)^2 \left(\frac{Q}{q_q}\right)^2 (1 + \alpha t_q)^2 = 0$$

$$\Sigma\, \zeta_k \left(\frac{Q}{q_k}\right)^2 (1 + \alpha\, t_k)^2 = 0 \;,\; \zeta_a = 1$$

$$\frac{1}{q_a} = \frac{1}{0{,}5} \;,\; \delta = 0{,}2 \;,\; \mathfrak{T} = 0$$

$$\mathfrak{C} = 0.$$

b. berechnet:

$$T_0 = \frac{\eta_1\, k}{nA\sigma} = 1200 \qquad T_1' = (1 - \eta)\, T_0 = 360$$

$$t_n = T_0 = 1200 \qquad t_r = \frac{T_0 + T_1'}{2} = 780$$

$$b = 330 \left(1 + \alpha \frac{T_0}{2}\right)^3 = 9570 \text{ (siehe Seite 168)}$$

$$\Sigma\, (1 + \alpha\, t_a)^2 = (1 + \alpha\,.\,800)^2 + (1 + \alpha\,.\,500)^2 + (1 + \alpha\,.\,400)^2 = 30$$

$$\mathfrak{A}_{\prime\prime} = 0{,}025 \left[\frac{1}{0{,}7} \,.\, \frac{1}{0{,}25} (1 + \alpha\,.\,780)^3\,.\,30\right] = 243$$

$$\frac{b\,\delta}{R^2} = \frac{9570\,.\,0{,}2}{4} = 478$$

$$\mathfrak{B}_{\prime\prime} = (1 + \alpha\,.\,1200)^2 \left(\frac{1}{0{,}25} - \frac{1}{0{,}5}\right)^2 + 30 \left(\frac{1}{0{,}5}\right)^2 = 236.$$

Die 2te Feuerungsanlage möge folgende Verhältnisse haben:

No. 2.

a. gegeben oder angenommen:

Brennmaterial = Braunkohlen

$M = 200$ $nA = 12$ $\eta = 0{,}8$

$k = 3330$ $\eta_1 = 0{,}9$

b. berechnet:

$$T_0 = \frac{\eta_1\, k}{nA\sigma} = 1000 \qquad T_1'' = (1 - 0{,}8)\,.\,T_0 = 200.$$

No. 3.

a. gegeben oder angenommen:

Brennmaterial = Holz

$M = 20 \qquad nA = 10 \qquad \eta = 0{,}9$

$k = 3000 \qquad \eta_1 = 0{,}93$

b. berechnet:

$$T_0 = \frac{2800}{10 . 0{,}25} = 1120 \qquad T_1''' = (1 - 0{,}9)\, T_0 = 112^0.$$

Ferner sei noch für den Schornstein angenommen:

$$V = 3 \text{ Meter}\ , \ \frac{Q}{Q_5} = 1.$$

Alsdann wird zunächst nach Formel 188:

$$T_1 = \frac{20.150.360 + 12.200.200 + 10.20.112}{20.150 + 12.200 + 10.20} = 286^0$$

nach Formel 189:

$$Q = \frac{20 . 150 + 12 . 200 + 10 . 20}{4000.3}\,(1 + \alpha . 286) = 0{,}93 \,\square\text{Met.}$$

nach Formel 156:

$$H'_{min} = \frac{1}{286}\left(\frac{20.150}{1000}\right)^2 \left\{ 243 + 478 + 236 \right\} = 30 \text{ Meter}$$

also nach Formel 191 die Schornsteinhöhe:

$$H_5 = \frac{30 + \dfrac{16.3^2}{286}}{1 - 0{,}4\,\dfrac{9}{0{,}96}\,\dfrac{2}{286}} = 30{,}6 \text{ Meter.}$$

Besonders aufmerksam kann noch darauf gemacht werden, dass die grösste Minimalhöhe nicht etwa derjenigen Feuerungsanlage, welche die grösste Brennmaterialmenge verbrennt, jedesmal angehört, sondern dass dieselbe sehr wohl, wie auch hier angenommen wurde, durch eine Feuerungsanlage von geringerem Brennmaterialconsum wegen deren besonderem Constructionsverhältnisse (enge Canäle, starker Wirkungsgrad) bestimmt werden muss.

Da die Rechnung eine Totalhöhe von 30,6 Meter angiebt und die Minimalhöhe, welche mit den Verhältnissen nur der einen Feuerungsanlage bestimmt wurde, 30 Meter beträgt, so könnte der Schluss entstehen, dass der für die 1ste Feuerungsanlage erforderliche Schornstein fast gar nicht erhöht zu werden brauchte, um für alle 3 auszureichen, oder dass der Schornstein ebenso gut für die 1ste, als für alle 3 Feuerungsanlagen functionire. Indessen ist, abgesehen davon, dass wegen

des Hinzukommens der andern beiden Feuerungsanlagen der Querschnitt des Schornsteins bedeutender werden muss, noch zu bedenken, dass die hinzutretenden Feuerungsanlagen die Temperatur der abziehenden Gase verringern und dass dadurch die Minimalhöhe für die 1ste bedeutender wird, als sie unter Beibehaltung der Temperatur ihrer eigenen, abziehenden Verbrennungsproducte geworden wäre.

Uebrigens ist hieraus abzusehen, wie unter Umständen, wenn nämlich die aus der 1sten Feuerungsanlage strömenden Gase von geringerer Temperatur sind, als die der andern, die Minimal- und auch die Totalhöhe des gemeinschaftlichen Schornsteines geringer ausfallen kann, als diejenige für den, nur der 1sten Feuerungsanlage dienenden Schornstein.

Sollte z. B. ein gemeinschaftlicher Schornstein für die 1ste Feuerungsanlage und für eine 2te von folgenden Verhältnissen gebaut werden:

$$M = 100 \qquad nA = 15 \qquad \eta = 0{,}4$$
$$k = 6000 \qquad \eta_1 = 0{,}84$$
$$T_0 = \frac{0{,}84 \, . \, 6000}{15 \, . \, 0{,}25} = 1344 \quad , \quad T_1'' = (1 - 0{,}4)\, T_0 = 806^0,$$

so wäre zunächst die Temperatur im gemeinsamen Schornstein, nach Formel 188:

$$T_1 = \frac{20 \, . \, 150 \, . \, 360 + 15 \, . \, 100 \, . \, 806}{20 \, . \, 150 + 15 \, . \, 100} = 500^0.$$

Der Schornstein, welcher für die 1ste Feuerungsanlage allein gebaut werden müsste, würde unter Annahme von $V = 3$, einen Querschnitt von:

$$Q = \frac{20 \, . \, 150}{4000} \; \frac{(1 + \alpha \, . \, 360)}{3} = 0{,}56 \; \square \, \text{Meter},$$

eine Minimalhöhe von:

$$H^{\min} = \frac{1}{360} \left(\frac{20 \, . \, 500}{1000}\right)^2 \left\{ 243 + 478 + 236 \right\} = 26 \, \text{Meter}$$

und eine Totalhöhe von:

$$H_5 = \frac{26 + \dfrac{16 \, . \, 3^2}{360}}{1 - 0{,}4 \, \dfrac{3^2}{0{,}73} \, . \, \dfrac{2{,}3}{360}} = 26{,}5 \text{ Meter}$$

zu erhalten haben. Wollte man nun den Querschnitt des gemeinsamen Schornsteins nicht grösser, als den für den eben berechneten, einfachen herstellen, also $\mathbf{Q} = Q$ setzen, so müsste offenbar eine Geschwindigkeit von

$$V = \frac{20.150 + 15.100}{4000} \frac{(1 + \alpha.500)}{0,56} = 7,3 \text{ Meter}$$

hervorzubringen gesucht und demnach:

$$H'_{min} = \frac{360}{500} H_{min} = \frac{360}{500} 26 = 18,7$$

und die Totalhöhe:

$$H_5 = \frac{18,7 + \frac{16\,(7,3)^2}{500}}{1 - 0,4 \frac{(7,3)^2}{0,73} \cdot \frac{2,83}{500}} = 24,3 \text{ Meter}$$

angeordnet werden. Hieraus ist aber zu erkennen, dass der gemeinsame Schornstein geringere Dimensionen zu erhalten braucht, als der nur für eine einzige Feuerungsanlage wirkende, oder dass, wenn ein Schornstein allein für die 1ste Feuerungsanlage erbaut wäre, derselbe auch noch für eine 2te von den angeführten Verhältnissen nicht allein ausreichen, sondern sogar besser functioniren, und zwar diese Verbesserung seiner Function nicht nur dadurch bethätigen würde, dass er ein bedeutenderes, als für alle beide Feuerungsanlagen erforderliches Luftquantum herbeizuschaffen vermöchte, sondern auch dadurch, dass er den Rauch mit grösserer Geschwindigkeit in die Atmosphäre strömen liesse und demnach einen vortheilhafteren Unempfindlichkeitsgrad gewährte. Die Ausströmungsgeschwindigkeit für den einfachen Schornstein war nämlich = 3, die für den gemeinsamen = 7,3 Meter.

Die mehrfach angestellte Beobachtung, dass ein Schornstein stärkere Zugwirkung hervorbrachte, nachdem man eine zweite Feuerungsanlage in denselben einleitete, wird durch oben durchgeführte Rechnung vollkommen theoretisch erklärt; aber ebenso lehrt diese Rechnung auch, dass der Schluss, eine Steigerung der Schornsteinwirkung erfolgte nach Hinzufügung noch einer Feuerungsanlage jedes Mal, sehr verkehrt wäre. Bei seinen Versuchen über den Heizwerth der Brennmaterialien hat Johnson*) zur Steigerung des Zuges einen Separatheerd am Fusse des Schornsteins angewendet und günstige Resultate damit erzielt, während Dr. Brix in seinem Berichte über die Heizkraft der wichtigeren Brennstoffe Preussens darauf aufmerksam macht, dass die Anwendung eines solchen Heerdes indifferenten oder gar schädlichen Einfluss auf die Zugwirkung der Feuerungsanlage gezeigt habe. Die scheinbaren Widersprüche dieser beiden Beobachtungen werden also zufolge unserer Rechnung durch die Annahme einer Constructionsverschiedenheit des Johnson'schen und Brix'schen Versuchsapparates vollständig gerechtfertigt.

*) A report to the Navy department of united states on American coals etc. by Prof. Johnson.

Die Sonderfälle, in denen durch Vereinigung noch einer Feuerungsanlage mit einem Schornsteine die Zugwirkung desselben gesteigert oder geschwächt wird, von vornherein zu bezeichnen, ist gänzlich unmöglich, da die besonderen Verhältnisse zu mannigfaltig sind und die vielen darauf einwirkenden Factoren in zu sehr verwickelten Combinationen zusammentreten; man muss daher in jedem Einzelfalle die Rechnung aufs Neue befragen.

Aus den hier angestellten Betrachtungen geht auch noch hervor, dass die Zugwirkung eines Schornsteins durch den unbeabsichtigten Eintritt von kalter Luft unter Umständen sehr geschwächt werden kann, denn denkt man sich, analog mit dem Besprochenen, die eintretende Nebenluft rühre von einer Feuerungsanlage her, so findet sich der Nachweis für die behauptete Schädlichkeit direct aus den obigen Rechnungen, da die Temperatur genannter Nebenluft sehr niedrig ist und demnach die Temperatur im Schornstein dadurch bedeutend deprimirt wird.

Mechanische Zugerzeuger.

Ventilatoren.

Wenn es nicht möglich ist, eine Feuerungsanlage so zu construiren, dass sie selbstthätig die zur Verbrennung nöthige Luft herbeischafft, oder mit andern Worten, wenn man einer Feuerungsanlage keinen Schornstein, oder keinen genügend hohen Schornstein geben, oder endlich die Verbrennungsproducte nicht hoch genug temperirt in den Schornstein treten lassen kann, so wendet man mechanische Vorrichtungen an, welche die Verbrennungsluft entweder in die Feuerungsanlage einpressen, oder sie einsaugen.

Zu diesen Vorrichtungen gehören Blasebälge, Luft- oder Wetterräder, Gebläsemaschinen und Ventilatoren.

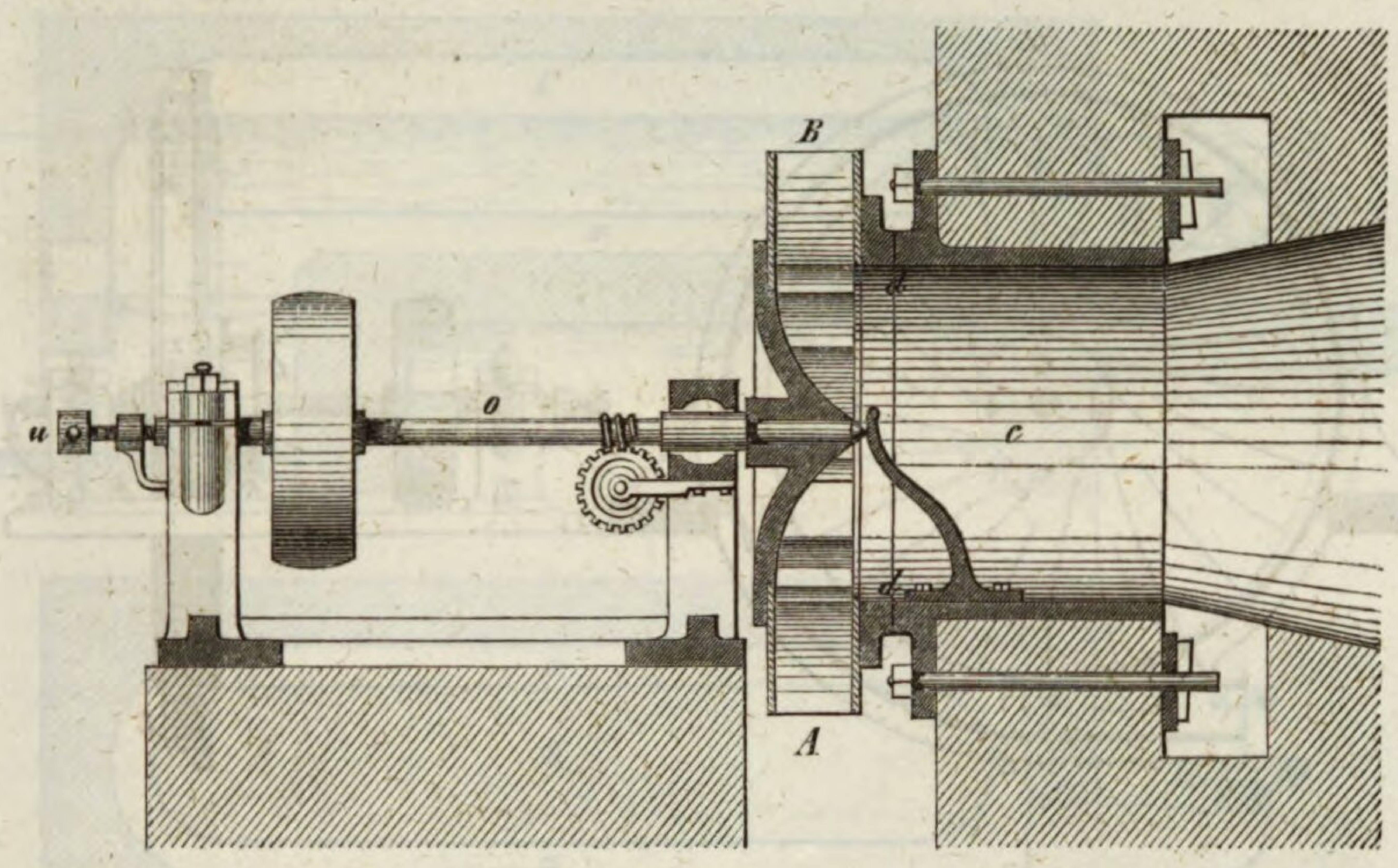
Alle diese Vorrichtungen und die besondere Art ihrer Anwendung hier genauer zu besprechen würde nicht am Platze sein und auch zu viel Raum erfordern; da aber in neuerer Zeit häufiger die Frage aufgeworfen und auch schon mehrfach zu beantworten versucht ist, ob nicht die Benutzung der Ventilatoren vortheilhafter, als die Anwendung hoher Schornsteine sei, so sollen diese Apparate, wie jene Frage näher beleuchtet werden.

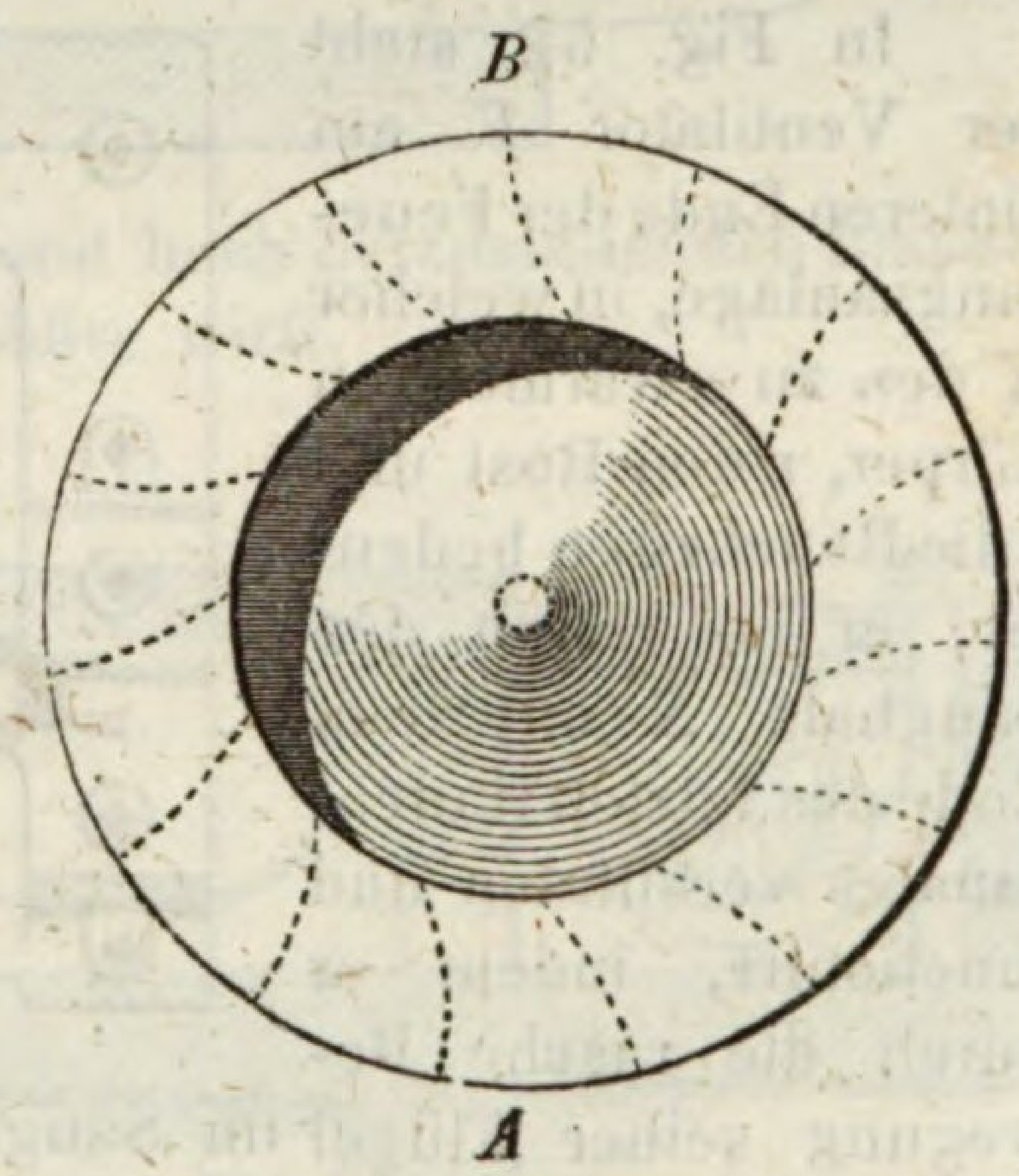
Der Hauptsache nach besteht ein Ventilator aus einer Anzahl von rotirenden Flügeln oder Schaufeln, welche durch ihre rapide Bewegung die zwischen ihnen befindliche Luft nach aussen werfen, dadurch zwischen sich einen luftverdünnten Raum erzeugen, in welchen neue Luft nachströmt, welche dann wieder nach aussen geschleudert wird — und so fort, so dass ein continuirlicher Luftstrom von der innern nach der äusseren Peripherie der Flügel hervorgebracht wird.

Der Constructionsarten dieser Ventilatoren giebt es ausserordentlich viel; es sollen indessen nur diejenigen besprochen werden, welche,

von Rittinger*) angegeben und untersucht, als die zweckmässigsten gelten. Man theilt sie in saugende und blasende ein.

Fig. 50.





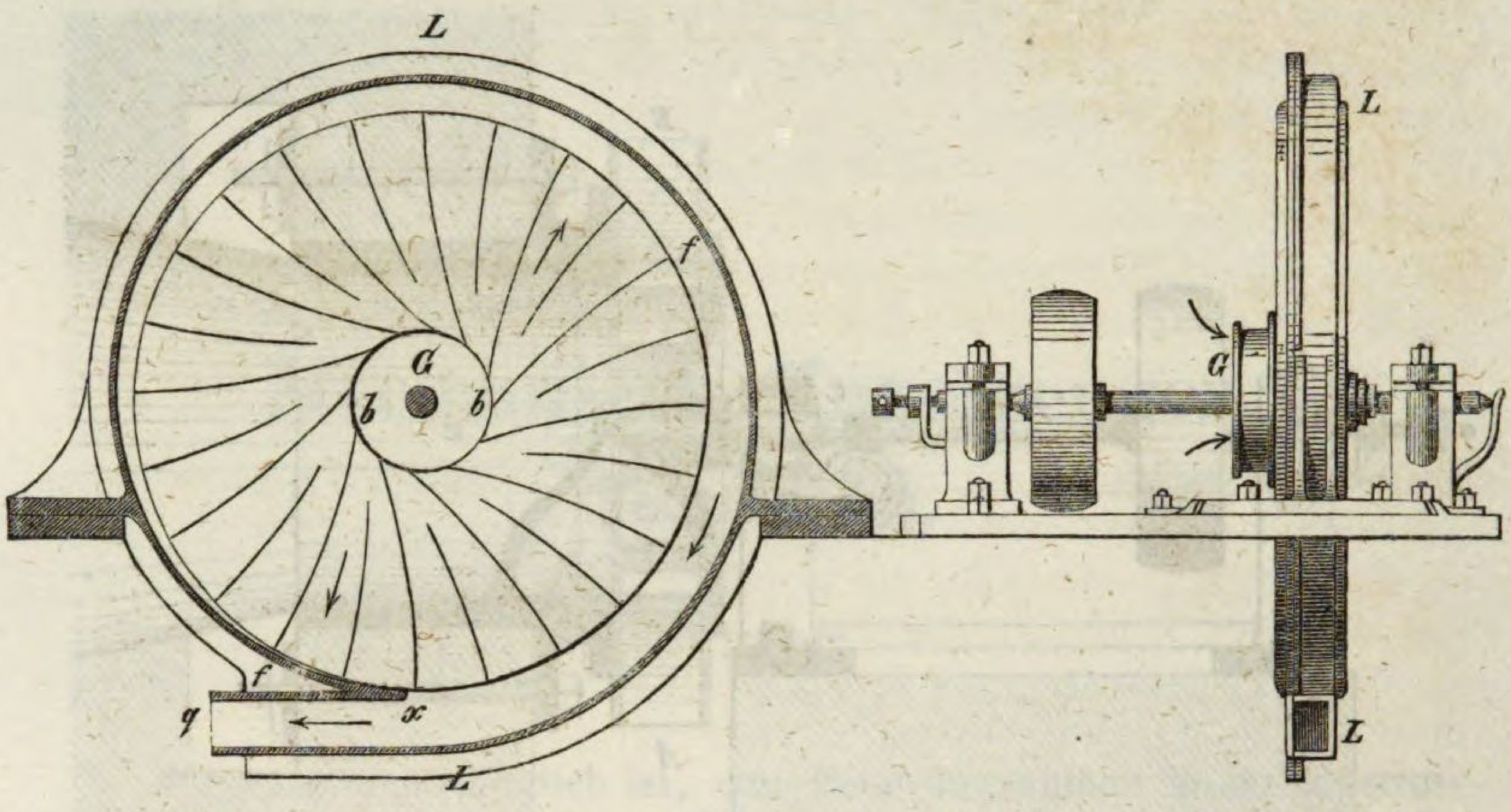
Die Construction der ersteren ist aus Fig. 50 ersichtlich. Mit der Axe *O* rotirt ein mit Schaufeln *BA* versehenes Rad, welches die Luft nach aussen wirft, während neue Luft durch den Saughals *c* in das Innere des Schaufelrades eindringt. Communicirt nun der Saughals direct oder durch ein Rohr- oder Canalsystem mit einem Raume, so wird der Luftgehalt dieses Raumes durch den Ventilator aufgesaugt. Uebrigens ist, um zu verhüten, dass an der Trennungsfuge *dd* des rotirenden Rades und des festen Saughalses Luft eindringe, der Ventilator durch eine Schraube *u* gegen diese sorgfältig abgeschliffene Trennungsfuge angedrückt.

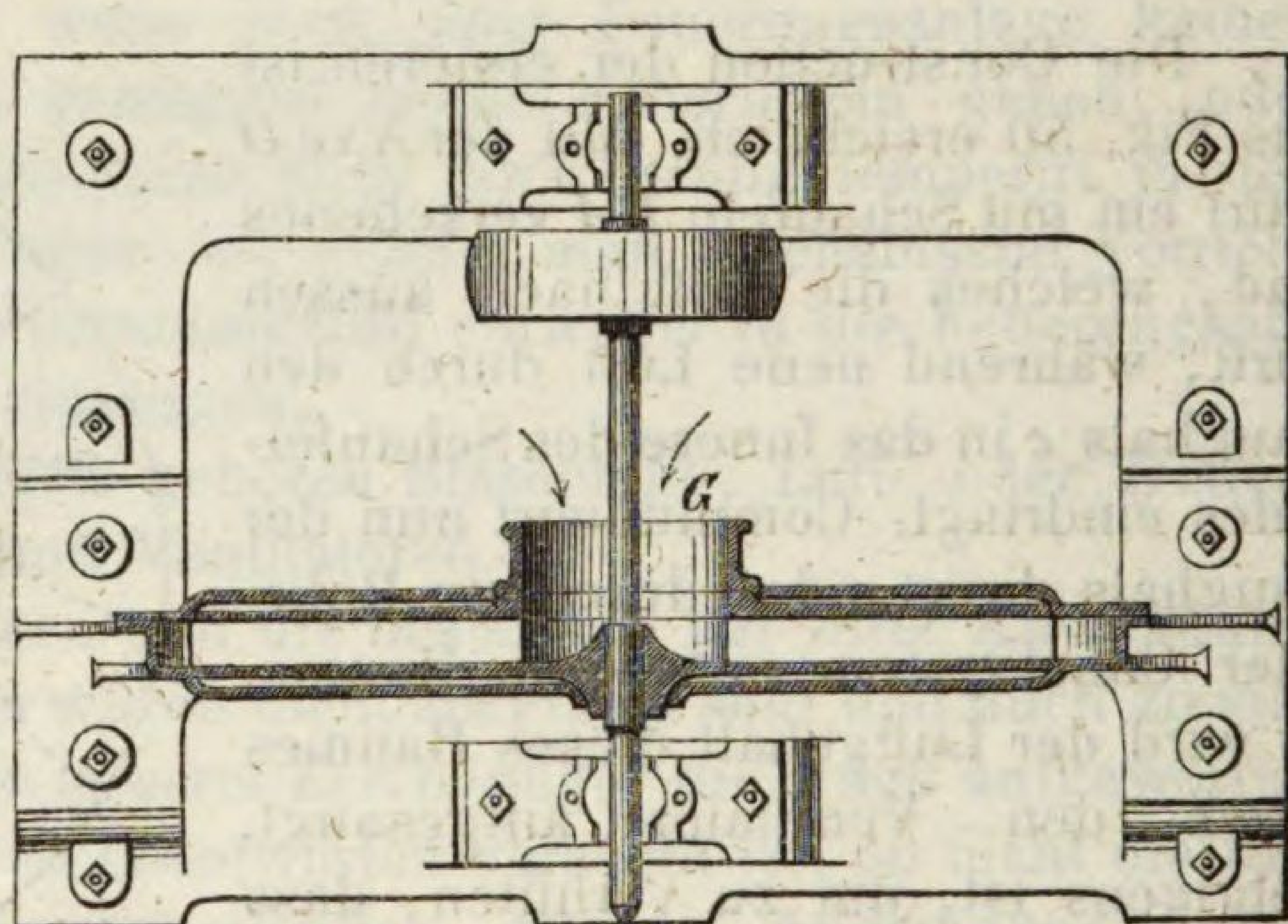
Der durch Fig. 51 dargestellte, blasende Ventilator unterscheidet sich in seiner Construction von dem vorigen nur dadurch, dass er in ein Gehäuse *L L* eingeschlossen ist. Dieses Gehäuse nimmt zunächst die Luft auf, welche durch den Saughals *G* eindringend von den rotirenden Flügeln *b f* nach aussen geworfen wird, und führt sie in den Blasehals *x q*.

*) Centrifugal-Ventilatoren, Theorie und Bau von P. Rittinger. 1858.

Die Disposition dieser Ventilatoren in Feuerungsanlagen wird durch die Figuren 52, 53 und 54 anschaulich.

Fig. 51.



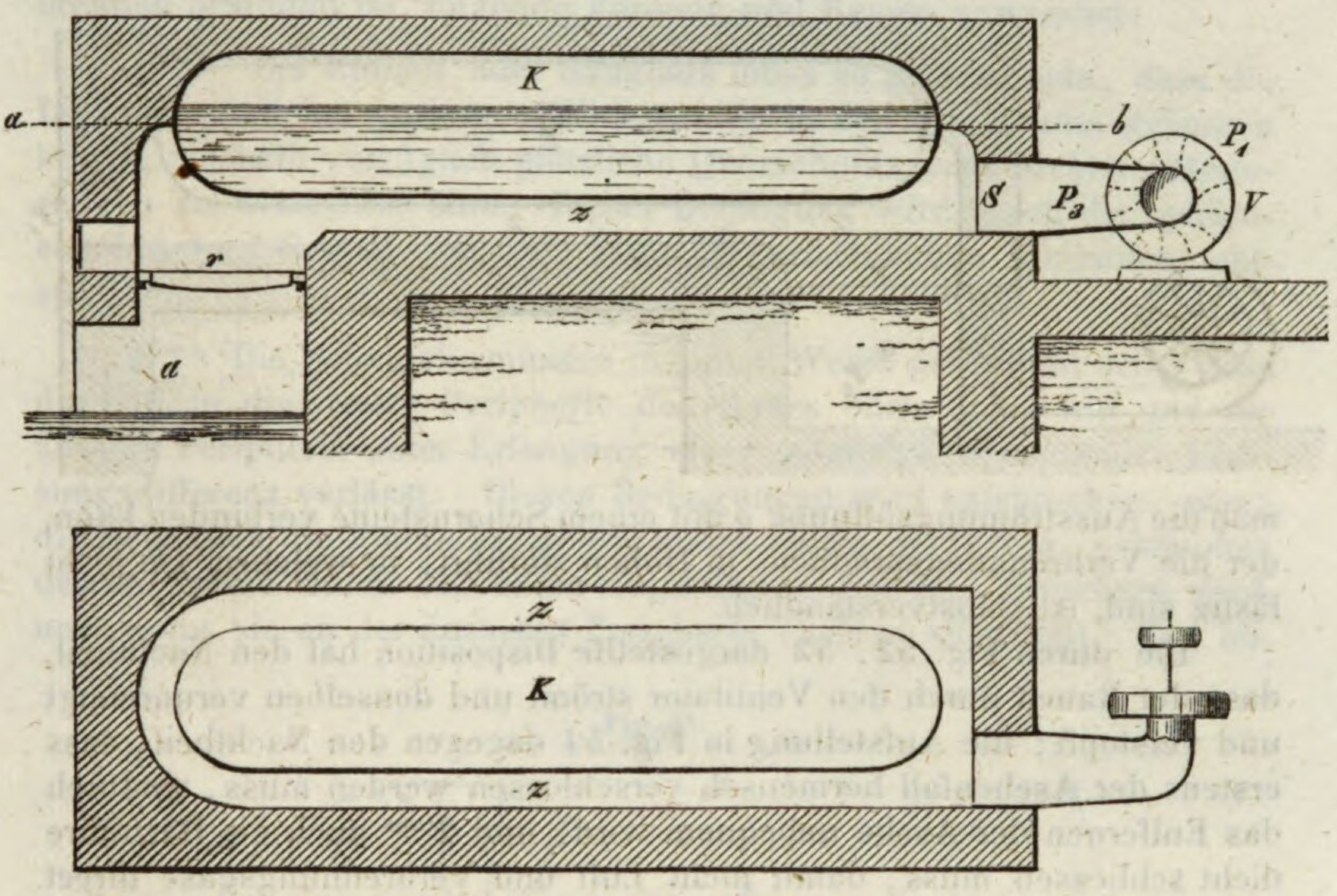


In Fig. 52 steht der Ventilator *V* am hinteren Ende der Feuerungsanlage, in welcher *K* den zu erwärmenden Körper, *r* den Rost und *z* die Rauchzüge bedeutet; er ist durch den Saughals *S* mit dem Ende des letzten Rauchcanales verbunden und functionirt, indem er durch die rasche Bewegung seiner Flügel im Saughalse *S* einen luftverdünnten Raum erzeugt, in Folge dessen der äussere Luftdruck die Verbrennungsluft in die vollständig geschlossene und nur durch den Aschenfall *a* nach aussen geöffnete Feuerungsanlage presst.

Da diese Disposition die Unzulässigkeit mit sich führt, dass der Rauch unmittelbar vom Umfange des Ventilators in die Atmosphäre sich verbreitet, so wendet man lieber einen blasenden Ventilator (Fig. 53) an, welcher aber in Bezug auf die Feuerungsanlage auch als saugender wirksam ist. Dieser Ventilator wird in einen, am hintern Ende der Feuerungsanlage angebrachten, vollständig geschlossenen Saugraum *S* gestellt und functionirt, indem er im Saugraume *S* eine

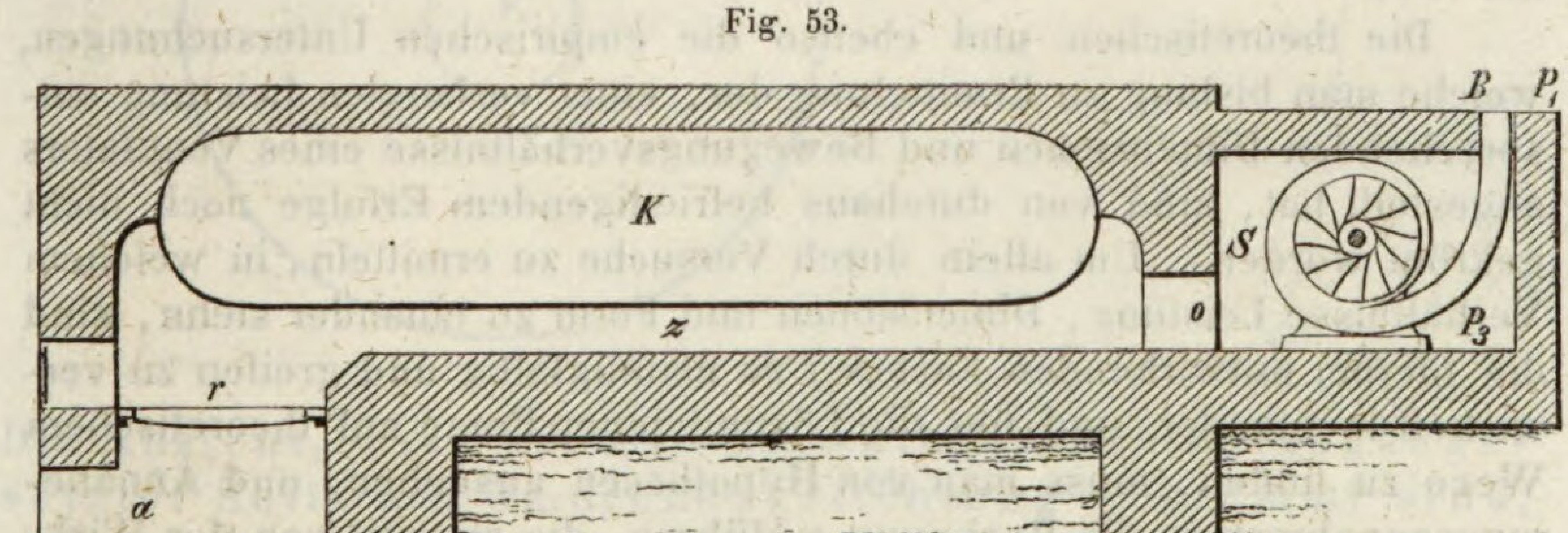
Luftverdünnung bewirkt, wodurch vom äussern Atmosphärendrucke Luft durch den Rost gepresst wird, und indem er die angesaugten Verbren-

Fig. 52.



nungsproducte durch den beliebig lang und hoch herzustellenden Blasehals in angemessene Höhen der Atmosphäre wirft.

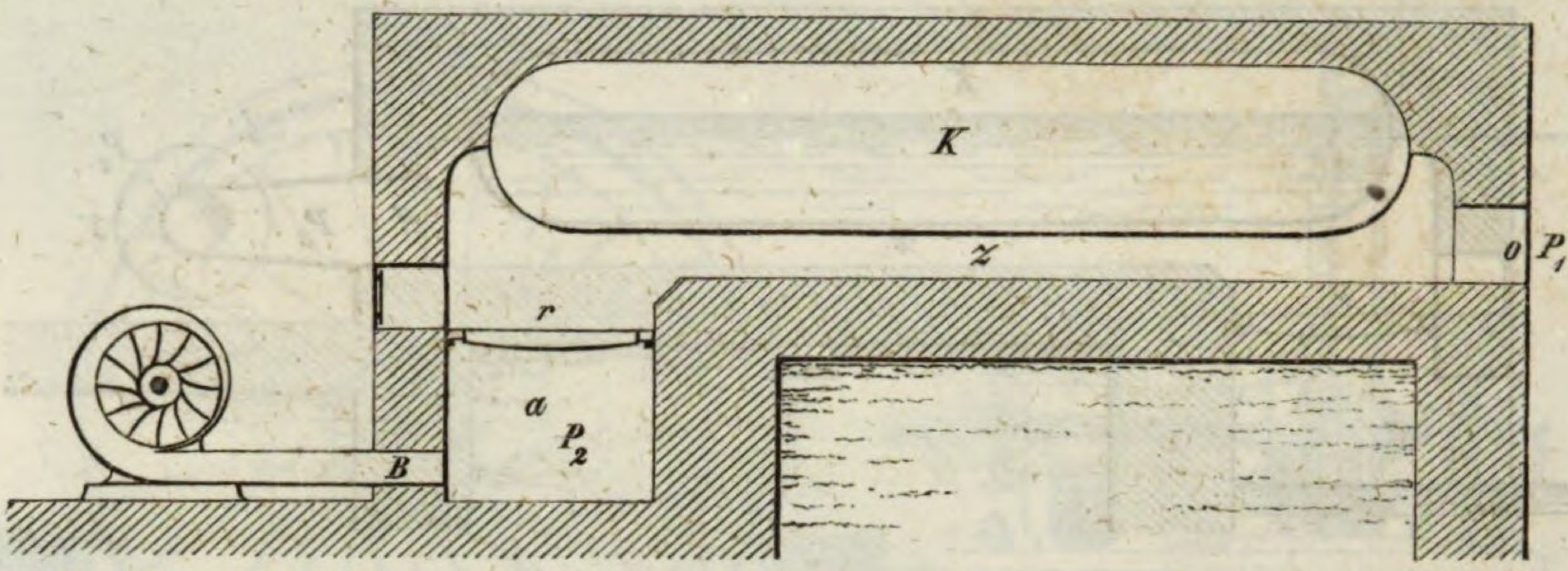
Fig. 53.



Endlich wendet man einen blasenden Ventilator an (Fig. 54), den man am vorderen Ende der Feuerungsanlage und zwar so anbringt, dass er in den hermetisch geschlossenen Aschenraum *a* die aussen aufgesaugte Luft einbläst. Bei dieser Disposition muss der Ventilator im Raume *a* einen Druck erzeugen, welcher den an der Ausströmungsöffnung *o* herrschenden so sehr überwiegt, dass er die genügende Ver-

brennungsluftmenge durch den Rost zu drücken und die der Rauchbewegung entgegengesetzten Hindernisse zu überwinden vermag. Dass

Fig. 54.



man die Ausströmungsöffnung *o* mit einem Schornsteine verbinden kann, der die Verbrennungsproducte in Höhen abführt, in welchen sie nicht lästig sind, ist selbstverständlich.

Die durch Fig. 52, 53 dargestellte Disposition hat den Nachtheil, dass der Rauch durch den Ventilator strömt und denselben verunreinigt und verstopft; die Aufstellung in Fig. 54 dagegen den Nachtheil, dass erstens der Aschenfall hermetisch verschlossen werden muss, wodurch das Entfernen der Asche unbequem wird, und 2tens auch die Heizthüre dicht schliessen muss, damit nicht Luft und Verbrennungsgase direct durch die Fugen derselben entweichen. Ferner erfordert, wie später gezeigt werden wird, der Ventilator in Fig. 53 mehr Betriebskraft, als der letzte.

Die theoretischen und ebenso die empirischen Untersuchungen, welche man bislang zu Ermittelung der, einer verlangten Leistung entsprechenden Dimensionen und Bewegungsverhältnisse eines Ventilators angestellt hat, sind von durchaus befriedigendem Erfolge noch nicht gekrönt worden. Um allein durch Versuche zu ermitteln, in welchem Verhältnisse Leistung, Dimensionen und Form zu einander stehn, sind die hierbei mitwirkenden Factoren zu mannigfaltig und greifen zu verwickelt ineinander, und um die Lösung jener Frage auf theoretischem Wege zu finden, muss man von Hypothesen ausgehen, und Annäherungsannahmen in die Rechnung einführen, die zu weit von der Wirklichkeit sich entfernen. Die neuesten und umfangreichsten theoretischen Untersuchungen sind vom Ober-Bergrath Rittinger*) angestellt worden, und ausserdem hat derselbe eine grosse Anzahl von Experimenten durchgeführt, welche über den Zusammenhang jener speculativen Untersuchungsergebnisse mit der Wirklichkeit Aufschluss geben und sie dadurch praktisch brauchbar machen.

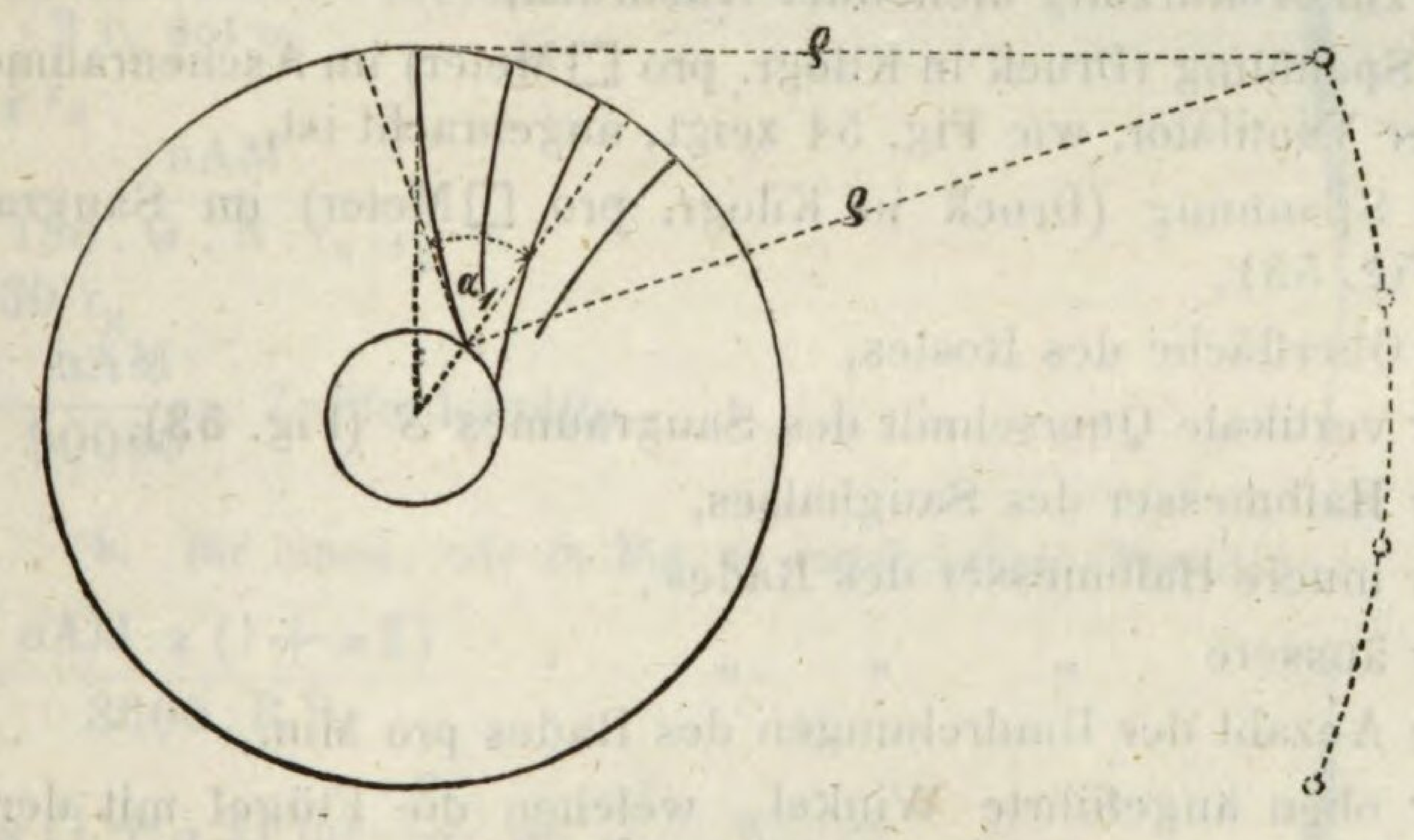
*) Siehe Anmerkung auf Seite 269.

Zufolge dieser Untersuchungen kann man zur Construction eines Ventilators, der eine Luftmenge von nAM Kilogr. pro Stunde herbeizuschaffen, also eine Brennmaterialmenge von M Kilogrammen zu verbrennen bestimmt ist, folgende Formeln und Regeln anwenden:

1stens. Der Einlauf oder Saughals muss so geformt sein, dass die Luft mit möglichst geringem Widerstande in den Flügelraum gelangen könne, weshalb vorzüglich plötzliche Querschnitts- und Richtungsänderungen zu vermeiden sind. Dieser Bedingung wird durch die sphäroconoidische Gestalt des in Fig. 50 ersichtlichen Einlaufes entsprochen.

2tens. Die Schaufeln müssen in einer Weise gekrümmt sein, dass die Luft in die innere Peripherie des Rades ohne Stoss tritt und die äussere Peripherie unter Erlangung einer möglichst bedeutenden Pressungsdifferenz verlässt. Diesen Bedingungen wird entsprochen, wenn die Schaufeln die innere Peripherie unter einem Winkel α_1 schneiden, dessen Grösse durch die unten angeführten Formeln berechnet wird, und wenn sie an der äusseren Peripherie radial auslaufen. Fig. 55.

Fig. 55.



Die Ansicht, dass Schaufeln, welche nach entgegengesetzter Seite der Umdrehungsrichtung gekrümmt sind, zweckmässiger seien, ist irrig. Die Schaufeln können kreisförmig hergestellt und dieser Kreisbogen construirt werden, indem man auf der an die äussere Peripherie gezogenen Tangente den Krümmungshalbmesser ϱ abträgt, welcher durch unten angeführte Formeln berechnet wird.

3tens. Die Querschnittsform des beim blasenden Ventilator anzubringenden Gehäuses ist eine archimedische Spirale; die grösste Entfernung x derselben von der äusseren Peripherie des Rades wird durch die unten angeführten Formeln bestimmt.

Die von Rittinger angestellten Experimente haben ergeben, dass die Anzahl der Umdrehungen pro Minute beim saugenden Ventilator 1,77 mal, beim blasenden 1,3 mal so gross angenommen werden muss, als die Theorie es vorschreibt, und dass der Wirkungsgrad auf höchstens $30^0/_0$ sich herausstellt, was in den unten angeführten Formeln Berücksichtigung gefunden hat.

Bedeutet:

V die Geschwindigkeit, mit welcher die Verbrennungsproducte aus dem Blasehalse eines am hintern Ende der Feuerungsanlage aufgestellten Ventilators austreten (Fig. 53),

V_2 die Geschwindigkeit, mit welcher die Verbrennungsluft durch den Aschenraum sich bewegt, sofern der Ventilator vorn angebracht ist (Fig. 54),

V_3 die Geschwindigkeit der Verbrennungsproducte im Saugraume *S* (Fig. 53),

G das Gewicht eines Cubikmeters Luft, resp. der Verbrennungsproducte im Saugraume *S*,

Z ein zur Abkürzung dienender Ausdruck,

P_2 die Spannung (Druck in Kilogr. pro □ Meter) im Aschenraume, wenn der Ventilator, wie Fig. 54 zeigt, angebracht ist,

P_3 die Spannung (Druck in Kilogr. pro □ Meter) im Saugraume *S* (Fig. 53),

R die Oberfläche des Rostes,

Q_1 der vertikale Querschnitt des Saugraumes *S* (Fig. 53),

r_0 der Halbmesser des Saughalses,

r_1 der innere Halbmesser des Rades,

r_2 der äussere „ „ „

N die Anzahl der Umdrehungen des Rades pro Min.,

α_1 der oben angeführte Winkel, welchen die Flügel mit der innern Peripherie des Rades einschliessen,

ϱ den Krümmungshalbmesser für die Kreisform der Flügel oder Schaufeln,

b die Breite des Rades,

n die Anzahl der Flügel oder Schaufeln,

J_2 die grösste Weite des spiralförmigen Gehäuses von der äusseren Peripherie des Rades,

E die Betriebskraft in Pferdekräften à 75 Kilogrammeter,

und haben die übrigen Bezeichnungen die frühere Bedeutung, so kann man setzen:

a. für einen, wie in Fig. 53 angebrachten Ventilator:

$$\left.\begin{array}{l}
G = \frac{P_3}{\varkappa\,(1+\alpha\,T_1)} \\
V = \frac{nAM}{3600\;Q\,.\,G} \\
V_3 = \frac{nAM}{3600\,.\,Q_1\;G} \\
Z = \varkappa\,(1+\alpha T_1)\;\mathrm{lnt}\left(\frac{P_1}{P_3}\right)+\frac{1}{2\,g}\;(V^2 - V_3{}^2)\;{}^{*)} \\
r_0 = 0{,}003\,\sqrt{\frac{nAM}{G}}\;\text{Meter} \\
r_1 = r_0 \\
r_2 = 2\,r_0 \text{ bis } 5\,r_0\;{}^{**)} \\
N = \frac{50}{r_2}\sqrt{Z} \\
\mathrm{tang}\,\alpha_1 = 0{,}011\;N\,.\,r_0 \\
\varrho = \frac{r_2{}^2 - r_1{}^2}{2\,r_1\,\sin\alpha_1}\;\text{Meter} \\
b = \tfrac{1}{2}\,r_0 \\
J_2 = \frac{nAM}{190\,.\,G\,.\,N\,.\,r_0\,.\,r_2} \\
\mathfrak{n} = 30\,r_2 \\
E = \frac{nAM}{90000}\;Z\;\text{Pferdekräfte.}
\end{array}\right\}\;\ldots\ldots 192$$

b. für einen, wie in Fig. 54 angebrachten Ventilator:

$$\left.\begin{array}{l}
V_2 = \frac{nAM\,.\,\varkappa\,(1+\alpha\,\mathfrak{T})}{3600\,.\,R\,P_2} \\
Z_1 = \varkappa\,(1+\alpha\,\mathfrak{T})\;\mathrm{lnt}\,\frac{P_2}{P_1}+\frac{1}{2\,g}\,V_2{}^2\;{}^{*)} \\
r_0 = 0{,}0027\,\sqrt{nAM}\;\text{Meter} \\
r_1 = r_0 \\
r_2 = 2\,r_0 \text{ bis } 5\,r_0\;{}^{**)} \\
N = \frac{40}{r_2}\sqrt{Z_1} \\
\mathrm{tang}\,\alpha_1 = 0{,}0107\;N\,.\,r_0
\end{array}\right\}\;\ldots\ldots 193$$

*) In den meisten Fällen können V, V_3 und V_2 vernachlässigt, also hierin = 0 gesetzt werden.

**) Man wählt r_2 so, dass dadurch N nicht zu gross wird.

$$\left.\begin{aligned}
\varrho &= \frac{r_2^{\,2} - r_1^{\,2}}{2\, r_1 \sin \alpha_1} \\
b &= \tfrac{1}{2}\, r_0 \\
J_2 &= \frac{nAM}{226\, N . r_0 . r_2} \\
n &= 30\, r_2 \\
E &= \frac{nAM}{90000}\, Z_1 \text{ Pferdekräfte.}
\end{aligned}\right\} \quad \ldots . \; 193.$$

Es erübrigt nun noch anzugeben, in welcher Weise die Spannungen P_2 und P_3 zu bestimmen sind.

Vorher mag indessen kurz angeführt sein, wie die theoretischen Untersuchungen über die Dimensionen eines Ventilators angegriffen werden, und es geschieht dies um so eher, da die Untersuchungen über die Bewegung des Rauches in Schornsteinen als Vorarbeiten dazu verwendet werden können.

Es kommt nämlich auch hier zunächst darauf an, die Luftmenge zu bestimmen, welche durch einen Ventilator von gegebenen Dimensionen und gegebenem Bewegungszustande geliefert wird, oder da die Ausströmungsquerschnitte bekannt sind, die Geschwindigkeit zu ermitteln, mit welcher die Luft dem Ventilator entströmt.

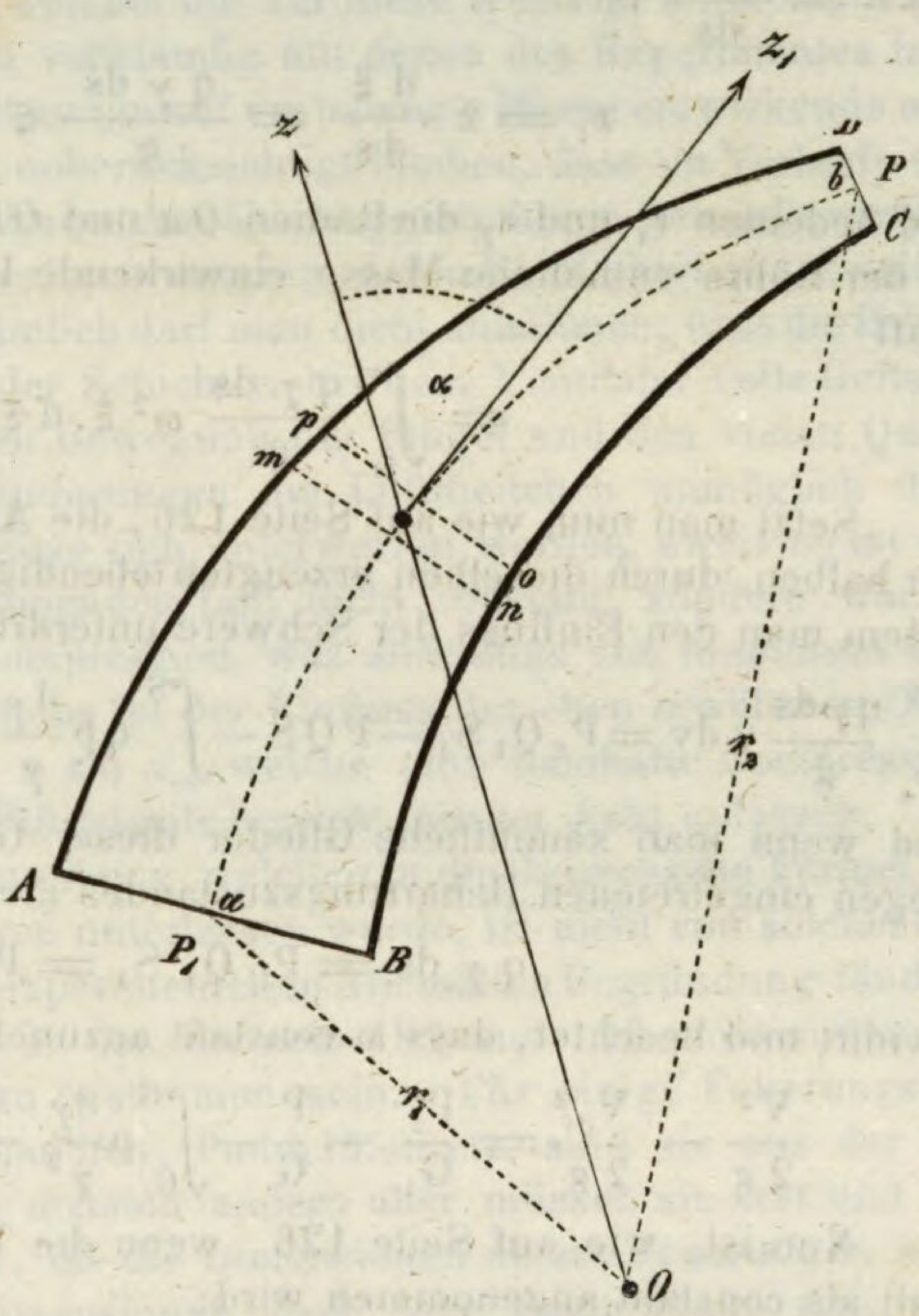
Denkt man sich aus dem Systeme von Röhren, welches von den Schaufeln eines Ventilators gebildet wird, zunächst eine einzige herausgenommen und untersucht, von welchen Kräften die Luft durch diese in Rotation vorzustellende Röhre getrieben wird, so findet man, dass, wenn vom Reibungswiderstande und sonstigen Hindernissen abgesehen wird, die auf die Ein- und Ausmündung geäusserten Spannungen, die innere Elasticität und die Centrifugalkraft auf die in dieser Röhre befindliche Luftmasse einwirken. Die Bewegungszustände, welche durch die ersteren dieser Kräfte hervorgerufen werden, sind aber schon bei Betrachtung der Luftbewegung durch eine ruhende Röhre ermittelt worden (siehe Seite 125), und daher braucht man dem dort gewonnenen Resultate nur noch den Einfluss der wegen der Rotation hinzutretenden Centrifugalkraft zuzufügen.

Hält man die dortigen Bezeichnungen fest und nennt Q_1 den Querschnitt AB der um die Axe O rotirenden Röhre $ABCD$, Q den Querschnitt CD derselben, so sind QP und $Q_1 P_1$ die Gesammtdrucke, welche auf jene Querschnitte und zwar beide in das Innere der Röhre gerichtet einwirken, und $-\int_{G_1}^{G} q\, p\, \frac{d\gamma}{\gamma}$ ist die, die innere Masse afficirende Elasticitätskraft.

Die Intensität der Centrifugalkraft kann aber folgendermassen bestimmt werden:

Wäre die in der Querschicht *mnop* enthaltene Masse $\frac{q \gamma ds}{g}$ durch einen Faden mit der Axe *O* verbunden und dadurch im Kreise sich zu bewegen gezwungen, so würde sie jenen Faden mit einer Kraft (der Centrifugalkraft) spannen, welche ihrer eigenen Grösse und dem Quadrate ihrer Geschwindigkeit direct wie ihrem Abstande von der Axe *O* verkehrt proportional ist, oder auch, der Faden müsste, um die rotirende Masse fortwährend in gleichem Abstande von *O* zu erhalten, auf dieselbe mit einem Zuge nach einwärts wirken, welcher der oben definirten Intensität gleich kommt.

Fig. 56.



Da nun aber der Faden **n i c h t** vorhanden ist, so wird nach dem Gleichheitsprincipe von Wirkung und Gegenwirkung die Masse von einer nach entgegengesetzter Richtung, also radial auswärts thätigen Kraft afficirt, die demnach, wenn:

z ihre Intensität auf die Masse $\frac{q \gamma ds}{g}$,

c die Geschwindigkeit des Schwerpunktes dieser Masse,

ω die Winkelgeschwindigkeit des rotirenden Systems,

ξ den Abstand desselben von *O*

bedeutet, durch den Werth:

$$z = \frac{q \gamma ds}{g} \frac{c^2}{\xi} = \frac{q \gamma ds}{g} \xi \omega^2$$

sich berechnet. Offenbar kann aber auf Bewegung der Querschicht *mnop* nur derjenige Theil dieser Kraft wirken, welcher ihrer in die Richtung der Röhrenaxe *ab* fallenden Componente gleich ist, da die

andere, auf dieser Axe senkrecht stehende Componente von der Röhrenwand aufgehoben wird. Nennt man daher z_1 die erste Componente und α den Winkel, welchen z und z_1 einschliessen, so wirkt auf die Querschicht *mnop* nur $z_1 = z.\cos\alpha$ als beschleunigende Kraft, oder da $\cos\alpha = \frac{d\xi}{ds}$ ist:

$$z_1 = z \frac{d\xi}{ds} = \frac{q\gamma\, ds}{g}\, \xi\, \omega^2 \frac{d\xi}{ds};$$

und bedeuten r_1 und r_2 die Radien *Oa* und *Ob*, so ist die auf die ganze in der Röhre enthaltene Masse einwirkende Intensität der Centrifugalkraft

$$= \int_{r_1}^{r_2} \frac{q\gamma\, ds}{g}\, \omega^2\, \xi . d\xi .$$

Setzt man nun, wie auf Seite 126, die Arbeiten aller dieser Kräfte der halben, durch dieselben erzeugten lebendigen Potenz gleich, so wird, indem man den Einfluss der Schwere unterdrückt:

$$\int_{V_0}^{V} \frac{q\gamma ds}{g} v\, dv = P_1 Q_1 S_1 - P Q S - \int_0^S q p \frac{d\gamma}{\gamma} ds + \int_{r_1}^{r_2} \frac{q\gamma ds}{g} \omega^2 \xi . d\xi$$

und wenn man sämmtliche Glieder dieser Gleichung durch eine der wegen eingetretenen Beharrungszustandes gleichen Grössen:

$$q\gamma\, ds = P_1 Q_1 S_1 = P Q S$$

dividirt und beachtet, dass ω constant anzunehmen ist:

$$\frac{V^2}{2g} - \frac{V_0^2}{2g} = \frac{P_1}{G_1} - \frac{P}{G} - \int_{G_1}^{G} p \frac{d\gamma}{\gamma^2} + \frac{\omega^2}{2g}(r_2^2 - r_1^2)$$

Nun ist, wie auf Seite 126, wenn die Temperatur der bewegten Luft als constant angenommen wird:

$$\int_{G_1}^{G} p \frac{d\gamma}{\gamma^2} = \frac{P_1}{G_1} - \frac{P}{G} + \varkappa (1 + \alpha t) \ln t \frac{P}{P_1}$$

und daher ergiebt sich:

$$V^2 = V_0^2 - 2 g \varkappa (1 + \alpha t) \ln t \frac{P}{P_1} + \omega^2 (r_1^2 - r_2^2)$$

Hier ist V die r e l a t i v e Geschwindigkeit, mit welcher die Luft aus der Röhre ausströmt; die a b s o l u t e Geschwindigkeit setzt sich aus V und aus der Rotationsgeschwindigkeit zusammen. Ferner kann bemerkt werden, dass hier $P > P_1$, während bei der ruhenden Röhre auf Seite 126 das umgekehrte Verhältniss stattfand.

Bei einem Ventilator strömt die Luft offenbar aus jeder der durch die Schaufeln gebildeten Röhren mit der relativen Geschwindigkeit V aus; man kann daher leicht die an dieser Röhre angestellten Betrachtungen auf den Ventilator ausdehnen.

Bestimmt man dann noch denjenigen Werth für V, welcher den Effect des Ventilators zum günstigsten macht, ermittelt P und P_1 und drückt die Bedingungen analytisch aus, unter welchen die Luft ohne Stoss in das Ventilatorrad eintritt etc., so gelangt man zu den oben angeführten Formeln.

Die Gründe, wegen welcher die auf diese Weise gewonnenen theoretischen Ergebnisse nicht vollständig mit denen des Experimentes harmoniren, liegen darin, dass einige auf die bewegte Masse einwirkende und vorzüglich passive Kräfte unberücksichtigt blieben, dass im Verlaufe der Rechnung nicht ganz zulässige Annäherungsannahmen gemacht wurden und dass man von Vordersätzen ausging, deren Richtigkeit angezweifelt werden muss. Erstens nämlich darf man nicht annehmen, dass die Hypothese vom Parallelismus der Schichten bei dem Ventilator volle Geltung habe, da bei der raschen Bewegung der Flügel und den vielen Querschnitts- und Richtungsänderungen die Lufttheilchen unmöglich dem Ausspruche dieser Hypothese sich unterwerfen werden, zweitens ist die Temperatur der durchströmenden Luft nicht constant, sondern wächst durch die stattfindende Compression, was allerdings von minderem Gewichte sein mag, und drittens ist der Einfluss der oben erwähnten Centrifugalkraft-Componente z sin α, welche eine namhafte Compression der Luft nach der einen Flügelseite bewirkt, ausser Acht gelassen.

Der Effect der Zapfenreibung, welchen in die theoretische Formel für die Betriebskraft einzuführen unterlassen wurde, ist nicht von solcher Bedeutung, dass in ihm die experimentellen Anomalien Begründung fänden.

Es würden nun die in den Formeln 192 und 193 vorkommenden Spannungen P_2 und P_3 zu bestimmen sein. Für einige Feuerungsanlagen, z. B. Hohöfen, Cupolöfen, Puddelöfen etc. sind sie aus der Erfahrung bekannt, für die meisten andern aber müssen sie erst und um so mehr ermittelt werden, da die Dimensionen dieser Feuerungen sehr variiren und mit den Dimensionen auch jene Spannungen sich verändern.

Es sei zunächst von der Spannung P_3 die Rede (siehe Figur 52). Sie kann aus der Bedingung ermittelt werden, dass sie so niedrig sein muss, um dem äusseren Atmosphärendrucke, also der Spannung P_1 ein Einpressen der nöthigen Verbrennungsluft durch den Rost möglich zu machen. Die Widerstände, welche sich diesem Einpressen entgegenstellen, sind die Widerstände im Brennmaterial, der Reibungswiderstand in den Rauchcanälen und die Hindernisse, welche durch plötzliche Querschnitts- und Richtungsänderungen veranlasst werden.

Bezeichnet man mit:

V_1 die Geschwindigkeit, mit welcher die Verbrennungsproducte aus der Oeffnung o treten, und mit

Q_1 den Querschnitt dieser Oeffnung,

so muss im Beharrungszustande die Bedingung:

$$nAM = 3600 . Q_1 V_1 G = 3600 . Q_1 V_1 \frac{P_3}{\varkappa (1 + \alpha T_1)} \quad \ldots \ldots \ldots \quad 194$$

erfüllt werden, weil anzunehmen ist, dass im Querschnitt Q_1 die Spannung P_3 und die der Dichtigkeit G der entweichenden Verbrennungsproducte entsprechende Temperatur T_1 herrscht. Da nun nAM, Q_1 und T_1 als in jedem besonderen Falle gegeben anzusehen sind, so wird P_3 gefunden werden können, sobald V_1 durch bekannte Grössen ausgedrückt ist. Dieses kann mit Hülfe der allgemeinen Gleichung 144 auf Seite 143 und der Hypothese geschehen, dass die Spannung in der Aufeinanderfolge der Canalquerschnitte vom Aschenfall an bis nach dem Ausströmungsquerschnitte proportional mit der Länge der Canäle sich ändere.

Zufolge der auf Seite 143 angeführten Gleichung hat man:

$$\frac{V_1^{\,2}}{2\,g} = \frac{P_1}{G_1} - \frac{P_3}{G} - \int_{G_1}^{G} \frac{p}{\gamma^2} d\gamma - \int_0^{H_4} dh - \zeta \int_0^L \frac{u}{q} \frac{v^2}{\gamma} ds - \frac{1}{2\,g} \Sigma \, (v_n - v_m)^2$$

$$- \frac{1}{2\,g} \Sigma \, v_q^{\,2} \left(\frac{1}{\varphi} - \right)^2 - \frac{1}{2\,g} \Sigma \, \zeta_a \, v_a^{\,2} - \frac{1}{2\,g} \Sigma \, \zeta_k \, v_k^{\,2}$$

und hierin kann zufolge Seite 150

$$\zeta \int_0^L \frac{u}{q} \frac{v^2}{\gamma} ds = \frac{\zeta \, V_1^{\,2}}{\gamma_0 \, (1 + \alpha \, T_1)^2} \left[\frac{u_4}{q_4} \left(\frac{Q_1}{q_4} \right)^2 (1 + \alpha \, t_r)^3 \, L_4 \right]$$

gesetzt werden, und ferner wird (Seite 126):

$$\int_{G_1}^{G} \frac{p}{\gamma^2} d\gamma = - \int_{P_1/G}^{P/G} d \left(\frac{p}{\gamma} \right) + \int_{P_1}^{P_3} \frac{dp}{\gamma} = \frac{P_1}{G_1} - \frac{P_3}{G} + \int_{P_1}^{P_3} \frac{dp}{\gamma}$$

Nun ist aber $\gamma = \frac{p}{\varkappa \, (1 + \alpha \tau)}$ und $\tau = t_1 + (T_0 - t_1) \, e^{-B_4 \, s}$ (siehe Seite 145).

Ferner nach obiger Hypothese:

$$\frac{P_1 - P}{P_1 - P_3} = \frac{s}{L_4}; \text{ also } p = P_1 - \frac{P_1 - P_3}{L_4} s \text{ und}$$

$$\frac{dp}{p} = - \frac{ds}{\frac{P_1 \, L_4}{P_1 - P_3} - s}$$

Diese Werthe eingeführt giebt:

$$\int_{P_1}^{P_3} \frac{dp}{\gamma} = \int_{P_1}^{P_3} \varkappa \, (1 + \alpha \tau) \frac{dp}{p} = - \varkappa \int_0^{L_4} (1 + \alpha \, t_1) \frac{ds}{\frac{P_1 \, L_4}{P_1 - P_3} - s}$$

$$- \varkappa \, \alpha \, (T_0 - t_1) \int_0^{L_4} \frac{e^{-B_4 \, s} ds}{\frac{P_1 \, L_4}{P_1 - P_3} - s}$$

Das erste dieser Integrale ist leicht zu vollziehen, wenn man $\frac{P_1 L_4}{P_1 - P_3} - s = x$ einführt, während das zweite nur näherungsweise bestimmt werden kann und zwar am besten durch Umwandlung von $\frac{1}{\frac{P_1 L_4}{P_1 - P_3} - s}$ in eine Reihe. Man erhält dadurch:

$$\int_0^{L_4} \frac{e^{-B_4 s} ds}{\frac{P_1 L_4}{P_1 - P_3} - s} = \frac{P_1 - P_3}{P_1 L_4} \int_0^{L_4} e^{-B_4 s} \times$$

$$\left\{ 1 + \frac{P_1 - P_3}{P_1 L_4} s + \left(\frac{P_1 - P_3}{P_1 L_4}\right)^2 s^2 + \left(\frac{P_1 - P_3}{P_1 L_4}\right)^3 s^3 + \dots \right\} ds$$

$$= \frac{P_1 - P_3}{B_4 P_1 L_4}\left(1 - e^{-B_4 L_4}\right) + \left(\frac{P_1 - P_3}{B_4 P_1 L_4}\right)^2 \left[1 - (1 + B_4 L_4) e^{-B_4 L_4}\right]$$

$$+ \left(\frac{P_1 - P_3}{B_4 P_1 L_4}\right)^3 \left[2 - (2 + 2 B_4 L_4 + B_4^2 L_4^2) e^{-B_4 L_4}\right]$$

$$+ \left(\frac{P_1 - P_3}{B_4 P_1 L_4}\right)^4 \left[\dots\dots\right] + \text{etc.}$$

Hierin ist aber $\frac{P_1 - P_3}{B_4 P_1 L_4}$ ein sehr kleiner Bruch, da $P_1 = 10333$, L_4 mindestens $= 5$, $B_4 = \frac{w_4 u_4}{n A M \sigma}$ = mindestens $\frac{5 . 1}{20 . 30 . 0{,}25} = 0{,}03$ und P_3 wenig kleiner, als P_1, etwa $= 10200$, ist.

Ferner wird $B_4 L_4$ höchstens $= 1$; für diesen Werth aber, und noch mehr für kleinere, ist

$$\left(1 - e^{-B_4 L_4}\right) > \left[1 - (1 + B_4 L_4) e^{-B_4 L_4}\right] >$$

$$\left[2 - (2 + 2 B_4 L_4 + B_4^2 L_4^2) e^{-B_4 L_4}\right] > \dots \text{etc.}$$

und daher convergirt obige Reihe so sehr, dass man recht wohl

$$\int_0^{L_4} \frac{e^{-B_4 s} ds}{\frac{P_1 L_4}{P_1 - P_3} - s} = \frac{P_1 - P_3}{B_4 P_1 L_4}\left(1 - e^{-B_4 L_4}\right)$$

setzen kann. Alsdann wird:

$$\int_{P_1}^{P} \frac{dp}{\gamma} = \varkappa (1 + \alpha t_1) \operatorname{lnt} \frac{P_3}{P_1} - \varkappa . \alpha (T_0 - t_1) \frac{P_1 - P_3}{B_4 P_1 L_4}\left(1 - e^{-B_4 L_4}\right)$$

und da man $\ln \frac{P_3}{P_1}$, wenn, wie es hier der Fall ist, P_3 nicht viel von P_1 abweicht, $= - \frac{P_1 - P_3}{P_1}$ schreiben kann:

$$\int_{P_1}^{P} \frac{dp}{\gamma} = -\varkappa \left[1 + \alpha t_1 + \alpha \frac{(T_0 - t_1)}{B_4 L_4} \left(1 - e^{-B_4 L_4} \right) \right] \frac{P_1 - P_3}{P_1}.$$

Nun ist (siehe Seite 145):

$$(T_0 - t_1) \left(1 - e^{-B_4 L_4} \right) = T_0 - \left[t_1 + (T_0 - t_1) e^{-B_4 L_4} \right] = T_0 - T_1$$

und daher:

$$\int_{P_1}^{P_3} \frac{dp}{\gamma} = -\varkappa \frac{P_1 - P_3}{P_1} \left[1 + \alpha t_1 + \frac{1}{B_4 L_4} \alpha (T_0 - T_1) \right]$$

Führt man diesen Werth, wie den für das Reibungsglied, in obige Gleichung ein und beachtet, dass:

$$(v_n - v_m)^2 = \left(\frac{1 + \alpha t_n}{1 + \alpha T_1} \right)^2 \left(\frac{Q_1}{q_n} - \frac{Q_1}{q_m} \right)^2 V_1^2$$

$$v_a^2 = \left(\frac{1 + \alpha t_a}{1 + \alpha T_1} \right)^2 \left(\frac{Q}{q_a} \right)^2 V_1^2$$

gesetzt werden kann (siehe Seite 150), so erhält man:

$$\frac{V_1^2}{2g} = \varkappa \frac{P_1 - P_3}{P_1} \left\{ 1 + \alpha \left[t_1 + \frac{T_0 - T_1}{B_4 L_4} \right] \right\} - H_4$$

$$- \frac{V_1^2}{2g} \frac{1}{(1 + \alpha T_1)^2} \left\{ \frac{2 g \zeta}{\gamma_0} \frac{u_4}{q_4} \left(\frac{Q_1}{q_4} \right)^2 (1 + \alpha t_r)^3 L_4 + \Sigma \left(\frac{Q_1}{q_n} - \frac{Q_1}{q_m} \right)^2 (1 + \alpha t_n)^2 \right.$$

$$+ \Sigma \left(\frac{1}{\varphi} - 1 \right)^2 \left(\frac{Q_1}{q_q} \right)^2 (1 + \alpha t_q)^2 + \Sigma \zeta_a \left(\frac{Q_1}{q_a} \right)^2 (1 + \alpha t_a)^2$$

$$\left. + \Sigma \zeta_k \left(\frac{Q_1}{q_k} \right)^2 (1 + \alpha t_k)^2 \right\}$$

Nimmt man mit dem letzten Gliede dieser Gleichung die auf den Seiten 151 bis 159 angeführten Umgestaltungen vor und setzt darauf zur Abkürzung:

$$0{,}025 \frac{1}{d_4} \left(\frac{Q_1}{q_4} \right)^2 (1 + \alpha t_r)^3 L_4 = \mathfrak{A}'''$$

$$\Sigma \left(\frac{Q_1}{q_n} - \frac{Q_1}{q_m} \right)^2 (1 + \alpha t_n)^2 + \Sigma \left(\frac{1}{\varphi} - 1 \right)^2 \left(\frac{Q_1}{q_q} \right)^2 (1 + \alpha t_q)^2$$

$$+ \Sigma \zeta_a \left(\frac{Q_1}{q_a} \right)^2 (1 + \alpha t_a)^2 + \Sigma \zeta_k \left(\frac{Q_1}{q_k} \right)^2 (1 + \alpha t_k^2) = \mathfrak{B}$$

so wird mit Beachtung des Gliedes, welches den Widerstand im Brennmaterial berechnet (Seite 159):

$$\varkappa \frac{P_1-P_3}{P_1}\left\{1+\alpha\left[t_1+\frac{T_0-T_1}{B_4 L_4}\right]\right\}$$
$$=\frac{V_1^2}{2g}\left\{1+\frac{1}{(1+\alpha T_1)^2}\left[\mathfrak{A}'''+b\delta\left(\frac{Q_1}{R}\right)^2+\mathfrak{B}\right]\right\}+H_4$$

Ohne diese Gleichung für V_1 aufzulösen und den so erhaltenen Werth in Gleichung 194 einzuführen, werde vielmehr aus 194 V_1 in die hier vorliegende Gleichung gesetzt, so dass man erhält:

$$P_3\frac{P_1-P_3}{P_1}\left\{1+\alpha\left[t_1+\frac{T_0-T_1}{B_4 L_4}\right]\right\}=\frac{\varkappa}{2gP_3}\left(\frac{nAM}{3600}\right)^2\frac{1}{Q_1^2}\times$$
$$\left\{(1+\alpha T_1)^2+\mathfrak{A}'''+b\delta\left(\frac{Q_1}{R}\right)^2+\mathfrak{B}\right\}+\frac{P_3}{\varkappa}H_4 \ldots\ldots 195.$$

Wollte man diese Gleichung für P_3 auflösen, so würde man eine Gleichung vom 3ten Grade erhalten, deren Wurzeln nur mühsam bestimmt werden könnten; daher ist es zweckmässiger P_3 nur theilweise zu entwickeln, so dass eine quadratische Gleichung entsteht, welche dann folgende Gestalt annimmt:

$$P_3=\frac{P_1}{2}+$$
$$\sqrt{P_1\left[\frac{P_1}{4}-\frac{\frac{\varkappa}{P_3 2g Q_1^2}\left(\frac{nAM}{3600}\right)^2\left\{(1+\alpha T_1)^2+\mathfrak{A}'''+b\delta\left(\frac{Q_1}{R}\right)^2+\mathfrak{B}\right\}+\frac{P_3}{\varkappa}H_4}{1+\alpha\left[t_1+\frac{T_0-T_1}{B_4 L_4}\right]}\right]}$$
$$\ldots\ldots\ldots 196$$

Um nun diese Gleichung aufzulösen, setzt man zunächst $\frac{P_3}{\varkappa}=1$ und führt dann den so erhaltenen Werth P'_3, oder vielmehr den Werth $\frac{P'_3}{\varkappa}$ auf's Neue in die Gleichung ein.

B e i s p i e l. Um den Gang der Rechnung zu zeigen, möge der Druck P_3 an der Dampfkesselfeuerung bestimmt werden, welche zu den Hartig'schen Versuchen diente (siehe Anmerkung auf Seite 49). Ich wähle gerade diese Feuerungsanlage, weil die zu der hier anzustellenden Rechnung nöthigen Unterlagen experimentell ermittelt wurden.

Jener Dampfkessel hatte eine Heizfläche von 40 □ Metern, und bei dem auf Seite 399 des Hartig'schen Berichtes angeführten Versuche fanden folgende Verhältnisse statt:

$F = 40$ □Meter	$R = 1,6$ □Meter
$M = 150$ Kilogr.	$k = 4370$
$T_1 = 200^0$	$t_0 = 26^0$
$t_1 = 150^0$	$\eta\,\eta_1 = 0,57$
$\delta = 0,1$	$P_1 = 9980$ Kilogr. pro □ Meter.

Der Werth $\eta\;\eta_1$, d. h. das Product aus dem Wirkungsgrade der Heizfläche und demjenigen des Feuerraumes, ergiebt sich aus dem Verhältnisse der in den Kessel pro Kilogr. Brennmaterial geleiteten Wärme zu dem theoretischen Heizeffect und dient dazu, um die Temperatur T_0 sowohl als die Luftmenge $n\,A$ zu bestimmen, welche pro Kilogr. Brennmaterial in die Feuerung geleitet wurde. Es ist nämlich (siehe Seite 106)

$$nA = \frac{\eta_1\, k}{\sigma\, T_0} \text{ und wegen } T_0 = \frac{T_1}{1-\eta}$$

$$nA = \frac{(\eta_1 - \eta\eta_1)\, k}{\sigma\; T_1}$$

Mit Hülfe dieses Werthes und mit Hülfe der Gleichung, welche die Heizfläche berechnet, (s. Seite 94) erhält man dann:

$$\eta_1 = 0,7 \qquad \eta = 0,81$$
$$n\,A = 11,3 \qquad T_0 = 1053$$

Aus der Zeichnung jener Feuerung ergiebt sich ferner:

$Q_1 = 0,8$ □ Meter $\qquad q_4 = 0,8$ □ Meter

$\frac{Q_1}{q_4} = 1 \qquad L_4 = 20$ Meter

$H_4 = 0 \qquad \Sigma\left(\frac{Q_1}{q_n} - \frac{Q_1}{q_m}\right)^2 = \left(\frac{0,8}{0,3} - \frac{0,8}{0,6}\right)^2$

$\frac{Q_1}{q_a} = 1$

Ausserdem kommen in den Canälen 3 doppelt-rechtwinklige Abbiegungen vor, für welche nach Tabelle (Seite 139) $\zeta_a = 1$ gesetzt werden kann und in denen die Temperaturen t_a nach Schätzung genügend genau $= 800$, 400 und 200 zu nehmen sind; sonstige Krümmungen und plötzliche Querschnittsänderungen sind nicht vorhanden, so dass:

$$\zeta_k = 0 \text{ und} \left(\frac{1}{\varphi} - 1\right) = 0$$

wird. Da hier (nach Seite 80) $w_4 = 23$ zu nehmen ist, so wird:

$$B_4\, L_4 = \frac{w_4 \,.\, u_4}{nAM\sigma} \,.\, L_4 = \frac{23 \,.\, F}{11,3 \,.\, 150 \,.\, 0,25} = 2,13$$

weil u_4 = dem Umfange der Heizfläche und demnach $u_4\, L_4 = F$ ist.

Mit diesen Werthen wird nun:

$$\mathfrak{A}''' = 0{,}025 \frac{1}{\sqrt{0{,}8}} (1 + \alpha \,.\, 625)^3 \, 20 = 20$$

$$b\,\delta \left(\frac{Q_1}{R_1}\right)^2 = 330 \left(1 + \alpha \frac{1053}{2}\right)^3 . 0{,}1 . \left(\frac{0{,}8}{1{,}6}\right)^2 = 200 \text{ (s. Seite 168)}$$

$$\mathfrak{B} = \left(\frac{0{,}8}{0{,}3} - \frac{0{,}8}{0{,}6}\right)^2 (1 + \alpha . 800)^3 + 1 \times$$

$$\left\{ (1 + \alpha\, 800)^2 + (1 + \alpha\, 400)^2 + (1 + \alpha \,.\, 200)^2 \right\} = 50$$

und indem man zunächst $\frac{P_3}{\varkappa} = 1$ setzt,

$$P_3 = 4990 + \sqrt{9980 \left[2495 - \frac{0{,}22}{19{,}6 . 0{,}64} \left\{ \frac{3 + 20 + 200 + 50}{1 + \alpha \left[150 + \frac{853}{2{,}13}\right]} \right\} \right]}$$

$$= 4990 + \sqrt{9980 \, [2495 - 1{,}88]} = 9978$$

Durch nochmaliges Einführen von $\frac{P_3'}{\varkappa} = \frac{9978}{7991} = 1{,}248$ erhält man genauer

$$P_3 = 9978{,}3 \text{ , also } P_1 - P_3 = 1{,}7 \text{ Kilogr.}$$

Hieraus sieht man, dass die Druckdifferenz am vorderen und hintern Ende der Feuerungsanlage auffallend gering zu sein braucht, um die nöthige Luftmenge, welche allerdings nur 0,47 Kilogr. pro Sec. beträgt, einzupressen und durch die Canäle zu treiben.

Um einen Vergleich dieses theoretischen Ergebnisses mit der Erfahrung zu haben, führe ich den Erfahrungssatz der Bergleute an, nach welchem dieselben zum Behufe der Grubenventilation auf je 100 Meter Strecken- oder Canallänge eine Pressungsdifferenz von 2 Kilogr. pro □ Meter rechnen. Nach diesem Erfahrungssatze müsste also, wenn keine Krümmungen und kein Widerstand im Brennmaterial vorhanden wären, für den hier betrachteten Canal von 20 Meter Länge eine Druckdifferenz von $\frac{20 . 2}{100} = 0{,}4$ Kilogr. in Rechnung gezogen werden, die um 1,7 — 0,4 = 1,3 Kilogr. grössere Druckdifferenz ist also wegen der genannten Widerstände, zum Theil aber auch deshalb erforderlich, weil hier die Canäle bei weitem enger sind, als in den Gruben. —

Um P_2 (siehe Fig. 54) zu ermitteln, ist dasselbe Verfahren einzuschlagen, welches zu Bestimmung von P_3 führte, denn auch hier geht man von dem Vordersatze aus, dass P_2 so gross sein müsse, um dem am hinteren Ende der Feuerung thätigen P_1 entgegen die erforderliche Luftmenge einpressen und durch die Canäle treiben zu können. Um

daher P_2 zu erhalten, braucht man in Gleichung 195 nur P_3 mit P_1 und P_1 mit P_2 zu verwechseln und erhält dadurch:

$$P_1 \frac{P_2 - P_1}{P_2} \left\{ 1 + \alpha \left[t_1 + \frac{T_0 - T_1}{B_4 L_4} \right] \right\} = \frac{\varkappa}{2 g P_1} \left(\frac{nAM}{3600} \right)^2 \frac{1}{Q_1^2} \times$$

$$\left\{ (1 + \alpha T_1)^2 + \mathfrak{A}''' + b\delta \left(\frac{Q_1}{R} \right)^2 + \mathfrak{B} \right\} + \frac{P_1}{\varkappa} H_4;$$

$$P_2 = P_1 : \left[1 - \frac{\left(\frac{nAM}{3600} \right)^2 \frac{\varkappa}{P_1^2 Q_1^2} \frac{1}{2g} \left\{ (1 + \alpha T_1)^2 + \mathfrak{A}''' + b\delta \left(\frac{Q}{R} \right)^2 + \mathfrak{B} \right\} + \frac{H_4}{\varkappa}}{1 + \alpha \left[t_1 + \frac{T_0 - T_1}{B_4 L_4} \right]} \right] \quad \ldots\ldots\ldots 197.$$

Da das negative Glied in der Klammer immer sehr klein ist, so kann man auch schreiben:

$$\frac{P_2}{P_1} = 1 + \frac{\left(\frac{nAM}{3600} \right)^2 \frac{\varkappa}{P_1^2 Q_1^2 . 2 g} \left\{ (1 + \alpha T_1)^2 + \mathfrak{A}''' + b\delta \left(\frac{Q_1}{R} \right)^2 + \mathfrak{B} \right\} + \frac{H_4}{\varkappa}}{1 + \alpha \left[t_1 + \frac{T_0 - T_1}{B_4 L_4} \right]} \ldots 198$$

Führt man in 197 die Werthe des vorigen Beispieles ein, so wird:

$$P_2 = 9980 : \left[1 - \frac{7991}{(9980)^2} 1{,}88 \right] = 9981{,}7$$

$$P_2 - P_1 = 1{,}7 \text{ Kilogr.}$$

Dasselbe erhält man aus Formel 198.

Die Druckdifferenz ist also dieselbe, wie im vorigen Beispiel, und daher kann man für alle Fälle, die Disposition der Ventilatoren sei wie sie wolle, die einfachste der beiden Formeln, also die letzte, in Anwendung bringen.

Mit den hier gefundenen Spannungsunterschieden bestimmt sich die Betriebskraft für den bei der Feuerungsanlage des vorigen Beispiels in Anwendung zu bringenden Ventilator folgendermaassen.

a. Für die Disposition der Fig. 53.

Es sei die Ausströmungsgeschwindigkeit V, mit welcher die Verbrennungsproducte aus dem Blasehalse des Ventilators entweichen, = 3 Meter; sie bestimmt sich durch Annahme eines gewissen Unempfindlichkeitsgrades (siehe Seite 160). Dann ist (nach Formel 9, 10):

$$G = \frac{9978,3}{7991\,(1+\alpha.200)} = 0,72$$

$$V_3 = \frac{nAM}{3600}\,\frac{1}{Q_1 G} = \frac{0,47}{0,72\,.\,0,8} = 0,8 \text{ Meter}$$

$$Z = u\,(1+\alpha.200)\ \text{lnt}\ \frac{9980}{9978,3} + \frac{1}{2\,g}\,(3-0,8)$$

$$= 2,35 + 0,43 = 2,78$$

$$E = \frac{11,3\,.\,150}{90000}\ 2,78 = 0,054 \text{ Pferdekräfte.}$$

b. Für die Disposition der Fig. 54.

Hier wird $\mathfrak{T}$ höchstens $= 40^0$.

$$V_2 = \frac{\varkappa\,(1+\alpha.40)\,.\,0,74}{1,6\,.\,9981,7} = 0,24$$

$$Z_1 = 7991\ (1+\alpha\,.\,40)\ \text{lnt}\ \frac{9981,7}{9980} + 0,003 = 1,37$$

$$E = \frac{11,3\,.\,150}{90000}\,.\,1,37 = 0,026$$

Hieraus sieht man, dass der Ventilator der Disposition Fig. 53 doppelt so viel Betriebskraft erfordert, als der in Fig. 54, was seinen Grund darin hat, dass der erste, wenn auch dieselbe Gewichtsmenge, so doch ein beinah doppelt so grosses Volumen Luft als der 2te zu bewegen und derselben ausserdem eine grössere Geschwindigkeit zu ertheilen hat. Dieser Vorzug der 2ten Disposition zeigt sich indessen in der Wirklichkeit nicht so bedeutend, weil durch undichten Verschluss des Aschenfalls und der Heizthüre immer beträchtliche Luftverluste herbeigeführt werden, auf welche in der Rechnung nicht Rücksicht genommen wurde.

Vergleich der Ventilatoren und Schornsteine in ihrer Eigenschaft als Zugerzeuger.

Die Frage, ob die Anwendung der Ventilatoren oder der Schornsteine zu Erzeugung der für eine Feuerungsanlage nöthigen Zugwirkung vortheilhafter sei, ist durch die Thatsache angeregt worden, dass die Verbrennungsproducte bei Anwendung von Schornsteinen mit einer beträchtlich hohen Temperatur aus der Feuerungsanlage geführt werden müssen, während sie bei Benutzung von Ventilatoren vollständig abgekühlt werden können.

Ist nun die Wärmemenge, welche man durch diese vollständige Abkühlung zu Erwärmung irgend eines Körpers benutzen kann, und sind

die Kosten des nöthigen Schornsteines so bedeutend, dass der öconomische Effect aus der Summe dieser beiden grösser wird, als die Kosten zu Beschaffung eines Ventilators und der zu dessen Bewegung erforderlichen Betriebskraft — das würde zu beantworten sein.

Oder die Beantwortung jener Frage könnte auch folgenden Vergleich anstellen:

Wendet man, um eine verlangte Wärmemenge durch die Heizfläche einer Feuerungsanlage zu leiten, einen Schornstein an, so hat man:

a. die Herstellungs- und Unterhaltungskosten für denselben zu bestreiten und

b. fortwährend eine nicht unerhebliche Wärmemenge zu Erreichung der nöthigen Zugwirkung zu verbrauchen.

Benutzt man für denselben Zweck einen Ventilator, so muss man

a. die Anschaffungs- und Unterhaltungskosten für denselben und für den zu seinem Betriebe erforderlichen Bewegungsmechanismus aufwenden und

b. die Heizfläche um so viel grösser herstellen, dass durch dieselbe die zum Betriebe des Ventilators nöthige Dampfmenge erzeugt wird, oder man muss eine anderweite Betriebskraft beschaffen.

Diesen Vergleich ganz allgemeingültig anzustellen würde ausserordentlich verwickelte Rechnungsoperationen nöthig machen, ja ist wohl fast unmöglich, da nicht allein die Beziehungen, welche zwischen den Dimensionen eines Schornsteines und denen eines gleich stark wirkenden Ventilators bestehen, sondern auch die Herstellungs- und Unterhaltungskosten für diese beiden Apparate mit sämmtlichem Zubehör dabei in Frage kommen. Man ist daher genöthigt, den Vergleich auf einige besondere Fälle zu beschränken.

Aus einigen, bereits gewonnenen Erfahrungen scheint zwar hervorzugehen, dass die Ventilatoren öconomische Vortheile gewähren; allein mit Bestimmtheit daraus zu schliessen ist nicht möglich. Z. B. führt Péclet*) an, dass in einer Brauerei zu Löwen ein Ventilator, der zu seinem Betriebe 6 Pferdekräfte erforderte, die zu Verbrennung von 1000 Kilogr. Kohlen pro Stunde nöthige Luftmenge herbeischaffte. Da man nun zu Erzeugung einer Pferdekraft höchstens 5 Kilogr. Kohlen in der Stunde zu verbrennen braucht, so kann jene Zugwirkung als durch 30 Kilogr. Kohlen pro Stunde hervorgebracht betrachtet werden. Hätte man dagegen einen hohen Schornstein angewendet, in welchen die Verbrennungsproducte mit einer Temperatur von 200 Graden geleitet wären, so würde, wenn man die Temperatur im Feuerraume T_0 als allerhöchstens $= 2200$ annimmt, ein Wirkungsgrad von höchstens $\frac{2200-200}{2200} = 0,9$ erreicht worden und 0,1 von den verbrannten

*) Traité de la chaleur, Tome I. pag. 251. III. édit.

Kohlen, also 100 Kilogr., zu Erzeugung der nöthigen Zugwirkung erforderlich gewesen sein. Wenn daher bei Anwendung des Ventilators die Verbrennungsproducte vollständig abgekühlt wären, so hätte derselbe eine Ersparung von 70 Kilogr. Kohlen pro Stunde gewinnen lassen.

Zu vollständiger Abkühlung der Verbrennungsproducte hätte aber eine bedeutende Vergrösserung der Heizfläche geschehen müssen und ist es deshalb noch immer fraglich, ob nicht die Anschaffungskosten für diese Heizflächenvergrösserung und für den Ventilator grösser sind, als die Herstellungskosten des entsprechenden Schornsteins und der bei Anwendung des letzteren entstehende Verlust an Brennmaterial. Bei diesem Vergleich müsste natürlich das Capital berechnet werden, von welchem die genannten Brennmaterialverluste die Zinsen repräsentiren.

Ferner führt Péclet an demselben Orte seines Werkes an, dass zu Verbrennung von 42 Kilogr. Steinkohlen pro Stunde ein Ventilator ausgereicht hätte, der von 1 Mann in Bewegung gesetzt wäre. Da nun 1 Mann die Leistung von $\frac{1}{7}$ Pferdekraft liefert, so würde in diesem Falle das zu Erzeugung der nöthigen Zugwirkung erforderliche Steinkohlenäquivalent $= \frac{5}{7}$ Kilogr. pro Stunde betragen, während, wenn auch hier die Verbrennungsproducte mit 200 Grad in den Schornstein geleitet wären, ein für die Zugwirkung erforderliches Steinkohlenäquivalent von 4,2 Kilogr. pro Stunde nöthig gewesen sein würde.

Aber auch in diesem Falle tritt trotz der stündlichen Ersparung von 3,5 Kilogr. Kohlen oder circa 8% ein Vortheil zu Gunsten des Ventilators noch nicht sofort hervor, da auch hier zu Gewinnung jener Ersparung eine sehr erhebliche Vergrösserung der Heizfläche erfordert wird und noch nicht entschieden ist, ob die dieser Heizflächenvergrösserung entsprechende Kostenvermehrung dem angeführten Gewinne das Gleichgewicht hält.

Dass die gedachte Heizflächenvergrösserung, welche nöthig ist, um die Verbrennungsproducte von 200 Grad bis zu der Temperatur des eingeführten, zu erwärmenden Körpers abzukühlen, sehr bedeutend sein muss, zeigt die auf Seite 112 berechnete Tabelle.

Ein genauerer Vergleich zwischen Schornstein und Ventilator kann mit den Unterlagen, welche (Seite 284) bei Berechnung der Betriebskraft eines für den Hartig'schen Versuchskessel dienenden Ventilators gewonnen wurden, in folgender Weise angestellt werden.

Es ergab sich, dass derselbe in der ungünstigsten Disposition eine Betriebskraft von 0,054 Pferdekräften erforderte, um die Zugwirkung zu Verbrennung von 150 Kilogr. Steinkohlen pro Stunde hervorzubringen, und wenn die Verbrennungsproducte bis auf 200 Grad abgekühlt wurden. Rechnet man nun wegen möglicher Verluste selbst das Doppelte dieser Betriebskraft, so würde doch nur ein Steinkohlenquantum von $5 . 2 . 0{,}054 = 0{,}54$ Kilogr. pro Stunde nöthig sein, um jene Zugwirkung

zu erzeugen. Diese 0,54 Kilogr. entsprechen, da für dieselben $k = 4370$ und $\eta_1 = 0{,}7$ war, einer Wärmemenge von $W = 0{,}7 . 4370 . 0{,}54 = 1653$ Calorieen, und um diese Wärmemenge durch eine Vergrösserung der Heizfläche zu leiten, ist die Abkühlung der Verbrennungsproducte um (siehe Gleichung 168 Seite 91):

$$T_0 - T_1 = \frac{W}{nAM\sigma} = \frac{1653}{11{,}3 . 150 . 0{,}25} = 4 \text{ Grad}$$

nöthig, und demnach $T_1 = 196^0$, da T_0 in diesem Falle $= 200$ gesetzt werden muss.

Sieht man nun diese Heizflächenvergrösserung als eine Nichtstromheizfläche an, so würde sie nach Gleichung 79 (Seite 93)

$$F = \frac{W}{w(T_0 - T_1)} \left\{ \text{lnt}(T_0 - t_1) - \text{lnt}(T_1 - t_1) \right\}$$

und wegen $w = 23$, $t_1 = t_0 = 26$, $\text{lnt} = 2{,}3 \log$.

$$= 2{,}3 \frac{1653}{23 . 4} \left\{ \log(200 - 26) - \log(196 - 26) \right\}$$

$$= 0{,}413 \ \square\text{Meter}$$

betragen müssen.

Da bei Anwendung sowohl des Schornsteines als des Ventilators die Verbrennungsproducte mit gleichhoher Temperatur von der nutzbaren Heizfläche sich entfernen, also auch in beiden Fällen gleichviel nutzbare Wärme aus dem consumirten Brennmaterial gewonnen wird, so braucht zu Beantwortung der Vortheilsfrage nur verglichen zu werden, ob der Schornstein, oder der Ventilator und die Heizflächenvermehrung um 0,413 □Meter billiger ist; es unterliegt keinem Zweifel, dass das Letztere der Fall sein wird und selbst auch dann noch, wenn der Ventilator eine stärkere Betriebskraft, oder eine noch bedeutendere Heizflächenvermehrung erfordern sollte. Hierbei kann bemerkt werden, dass die Leistung eines Ventilators sehr leicht zu vergrössern ist, indem man durch Verstärkung der Betriebskraft seine Umdrehungsgeschwindigkeit vermehrt.

Ein zweiter Vergleich möge mit den Unterlagen angestellt werden, welche Beispiel 1 (Seite 170) liefert. Es war in diesem Beispiel:

$M = 150$ Kilogr. pro Stunde ,	$T_0 = 1200$
$nA = 20$	$T_1 = 360$
$\eta_1 = 0{,}8$	$L_4 = 30$ Meter
$k = 7500$	$H_4 = 0$
$t_1 = 150$	$Q_1 = Q = 0{,}5$ □Meter

$$\mathfrak{A}''' = 0{,}025 \frac{1}{0{,}7} (1 + \alpha . 780)^3 . 30 = 61$$

$$b\,\delta \left(\frac{Q_1}{R}\right)^2 = 120 \qquad \mathfrak{B} = 60$$

$B_4 L_4 = 2{,}3 \{\log(1200-150) - \log(360-150)\} = 1{,}6$ (siehe Seite 169), wenn der Kessel ein Nichtstromkessel ist.

Ferner sei noch $P_1 = 10000$.

Diese Werthe in Formel 198 gesetzt, giebt:

$$\frac{P_1}{P_3} = \frac{P_2}{P_1} =$$

$$1 + \frac{\left(\frac{20.150}{3600}\right)^2 \frac{7991}{(10000)^2.0{,}25} \cdot \frac{1}{19{,}62} \left\{(1+\alpha 360)^2 + 61 + 120 + 60\right\}}{1 + \alpha\left[150 + \frac{820}{1{,}6}\right]}$$

$$= 1{,}00117.$$

Zur Berechnung der Betriebskraft des anzuwendenden Ventilators hat man demnach zufolge Formel 192, wenn der Einfluss der Geschwindigkeiten V und V_3 als sehr unbedeutend vernachlässigt wird:

$$Z = 7991 \, (1 + \alpha \, 360) \, \text{lnt} \, (1{,}00117) = 21{,}62$$

$$E = \frac{20 \,.\, 150 \,.\, 21{,}62}{90000} = 0{,}7 \text{ Pferdekräfte.}$$

Nimmt man nun an, dass wegen unvorhergesehener Arbeits- und sonstiger Verluste der Ventilator eine Betriebskraft von selbst 1,4 Pf. erforderte, so würde zu Erzeugung derselben ein Kohlenquantum von höchstens 5.1,4 Kilogr. pro Stunde, oder ein Wärmequantum von $5 \,.\, 1{,}4 \,.\, \eta_1 \,.\, k = 7 \,.\, 0{,}8 \,.\, 7500 = 42000$ Calorieen pro Stunde aufzuwenden sein, und wenn der zum Betriebe des Ventilators dienende Dampf in demselben Kessel und zwar durch entsprechende Vergrösserung der Heizfläche desselben erzeugt werden sollte, so müssten die mit 360^0 entweichenden Verbrennungsproducte an jener Heizfläche noch um

$$T_0 - T_1 = \frac{W}{nAM\sigma} = \frac{42000}{20 \,.\, 150 \,.\, 0{,}25} = 56^0$$

abgekühlt werden, so dass also $T_1 = 304^0$ würde. Demnach aber müsste die Heizflächenvergrösserung nach Formel 79 betragen:

$$F = \frac{2{,}3 \,.\, 42000}{23 \,.\, 56} \left\{\log(360-150) - \log(304-150)\right\}$$

$$= 9 \,\square\, \text{Meter (circa).}$$

Da nun, wie in Beispiel 1 (Seite 171) berechnet wurde, für die hier besprochene Feuerungsanlage ein Schornstein von 20 Meter Höhe und 0,5 □ Meter innerm Querschnitt nöthig wäre, und da in beiden Fällen, sowohl bei Anwendung des Schornsteins, als des Ventilators, gleichviel Wärme aus dem consumirten Brennmaterial nutzbar gemacht wird, so handelt es sich zu Entscheidung der Vortheilsfrage nur darum, ob der Schornstein, oder ob der Ventilator *plus* der 9 □ Meter Heizfläche

und der dazu nöthigen Vergrösserung des Kesselofens billiger sich herausstellt. Auch in diesem Falle wird die Entscheidung zu Gunsten des Ventilators ausfallen, wenn auch bei weitem weniger eclatant, als im vorigen Beispiele. Es sind nämlich nicht allein die Anschaffungs-, sondern auch die Unterhaltungskosten für den Ventilator und dessen Bewegungsmechanismus in Rechnung zu ziehen und dieselben durchaus nicht unbeträchtlich.

Besonders aufmerksam sei noch darauf gemacht, dass der Ventilator für diese Feuerungsanlage eine bedeutend grössere Betriebskraft erfordert, als für die vorige, obgleich in beiden gleichviel Steinkohlen verbrannt werden. Der Grund davon liegt 1stens darin, dass für das hier verwendete Brennmaterial beinah doppelt so viel Luft eingeführt werden musste, 2tens dass hier ein Nichtstromkessel statt eines Gegenstromkessels angewendet wurde, weshalb trotz des geringeren Wirkungsgrades (η) eine grössere Heizfläche und demnach eine bedeutendere Länge L_4 der Canäle, die den Widerstand vermehrt, nöthig war, 3tens dass die Canäle enger, die Temperatur in denselben höher und die Brennmaterialschicht dicker angenommen wurde, weshalb ebenfalls die Widerstände bedeutender sich herausstellten, und 4tens dass die Verbrennungsproducte mit höherer Temperatur durch den Ventilator strömten, weshalb derselbe ein relativ grösseres Volumen bewegen musste.

Man sieht hieraus, dass die Betriebskraft für den zu verwendenden Ventilator, abgesehen von der Menge des verbrauchten Brennmaterials, sehr bedeutend von den besonderen Verhältnissen der Feuerungsanlage abhängt.

Kann man zufolge dieser Beispiele auch vermuthen, dass ein Ventilator in Bezug auf Ersparung an Betriebscapital vortheilhafter als ein Schornstein sei, so darf man doch diese Vermuthung nicht als eine in allen Fällen zutreffende Behauptung aussprechen, sondern muss eine Untersuchung in jedem besonderen Falle anstellen.

Dabei wird am rationellsten verfahren, wenn man zunächst nach den auf Seite 198 angeführten Methoden den vortheilhaftesten Wirkungsgrad und die vortheilhafteste Temperatur der projectirten Feuerungsanlage berechnet und hiermit einmal die Kosten eines Schornsteins, das andere Mal die Kosten eines Ventilators *plus* diejenigen der zu dessen Betriebe erforderlichen Heizflächenvermehrung ermittelt, um beide mit einander zu vergleichen.

Ein ausser der öconomischen Frage liegender Vortheil, der für die Anwendung von Ventilatoren spricht, ist der, dass sie bei weitem besser die Zugwirkung reguliren lassen, als die Schornsteine mit Hülfe von Zugregistern. Dagegen würde als Nachtheil der Umstand zu bezeichnen sein, dass bei jedesmaligem Anheizen der Feuerungsanlage der Ventilator durch eine andere Betriebskraft bewegt werden muss, als

durch den, im anzuheizenden Kessel erzeugten Dampf; indessen kann der Bewegungsmechanismus leicht so eingerichtet werden, dass bis zu Beginn der Dampfentwickelung der Heizer die Umdrehung zu bewirken im Stande ist, und um so mehr, da der Ventilator im Anfange seine volle Leistung nicht zu liefern braucht. Bei Anwendung grösserer Ventilatoren für eine Summe von Feuerungsanlagen ist es ohnehin vortheilhafter, mit besonderen Motoren dieselben zu bewegen.

Dimensionen des Verbrennungsraumes.

Rauchverzehrung.

Da der Verbrennungsact entweder zu Erzeugung einer möglichst hohen Temperatur, oder, abgesehen von der Temperatur, zu Erzeugung einer möglichst grossen Wärmemenge eingeleitet wird, so muss der Feuerraum entweder so construirt werden, dass er möglichst vollkommen den pyrometrischen, oder möglichst vollkommen den calorimetrischen Effect erreichen lässt.

Das erste hat bei weitem mehr Schwierigkeiten, als das zweite, da es die Erfüllung des zweiten und ausserdem noch die eines dritten fordert, d. h. da es nicht allein eine vollkommene Verwirklichung des calorimetrischen Effectes, sondern auch verlangt, dass dieser Effect mit der möglichst geringsten, mit der sogenannten theoretischen Luftmenge erreicht werde. Findet eine vollkommene Verbrennung statt, d. h. wird aller Kohlenstoff in Kohlensäure und aller Wasserstoff in Wasserdampf verwandelt, so ist der möglichst vollkommene calorimetrische Effect erzielt, die Luftquantität, welche in den Verbrennungsact eintrat, mag gross oder klein, mag gleich der theoretisch erforderlichen Menge, oder gleich dem beliebig n-fachen dieser Menge gewesen sein; denn durch ein Mischen der Verbrennungsproducte mit andern Gasen, oder mit Luft (strenggenommen von Null Graden) wird der Wärmegehalt der Gesammtmasse weder vermindert, noch vermehrt. Die Temperatur T_0 im Verbrennungsraume dagegen ist, wie Gleichung 51, nämlich:

$$T_0 = \frac{\eta_1 k - S}{nA\sigma}$$

zeigt, nur dann am grössten, wenn neben Verwirklichung des calorimetrischen Effectes, neben Erzielung einer vollkommenen Verbrennung auch die Verbrennungsluft nA ein Minimum, d. h. = A wird.

Daher ist es denn der Praxis unter Umständen wohl den ganzen calorimetrischen, aber nie den ganzen pyrometrischen Effect zu verwirklichen möglich gewesen, und selbst das erste mit nur so wenig Sicherheit, dass die Erfindung sich noch beständig abmüht, eine vollkommnere Construction des Feuerraumes herauszudenken.

Der Theorie fehlt es noch zu sehr an empirischen Unterlagen, um über diesen Punkt genügende Aufschlüsse geben zu können, sie kennt die Gesetze und Ursachen nicht, welche die bei der chemischen Verbindung des Sauerstoffs mit dem Brennstoffe auftretenden Vorgänge regeln, und kann daher auch nicht angeben, wie die verlangten Wirkungen zu erreichen sind. Allein bleibt es daher vorläufig noch hauptsächlich der Praxis anheimgegeben, diejenigen Bedingungen herauszuprobiren, welche der geforderten Absicht vorangestellt werden müssen, so ist die Theorie doch im Stande, wenigstens einige Wegweiser für den empirischen Forscher aufzurichten. —

Der mehrfach erwähnte Wirkungsgrad des Feuerraumes würde nach Seite 56 durch

$$\eta_1 = \frac{k_1}{k}$$

oder genauer, zufolge der auf Seite 95 über den Wirkungsgrad der Heizfläche gegebenen Definition, durch

$$\eta_1 = \frac{k_1 + n A \sigma \mathfrak{T}_1}{k + n A \sigma \mathfrak{T}_1}$$

sich berechnen, wenn k den calorimetrischen Effect und k_1 die Wärmemenge bezeichnet, welche von 1 Kilogr. Brennmaterial bei weniger vollkommener Verbrennung hervorgebracht wird.

Nimmt man z. B. an, die Verbrennungsluft trete mit einer Temperatur von Null Graden zu und die Verbrennung sei unvollkommen, d. h. sämmtlicher Brennstoff würde statt in Kohlensäure nur in Kohlenoxyd verbrannt, aber es schieden sich auch weder Kohlenstofftheilchen noch Kohlenwasserstoffgase beim Verbrennungsacte aus, so wird nach Formel 31 und 29 für $\mathfrak{T}_1 = 0$ *)

$$\eta_1 = \frac{2400\,C + 34500\,(H - \frac{1}{8}\,0) - 606{,}5\,\mathfrak{W}}{8000\,C + 34500\,(H - \frac{1}{8}\,0) - 606{,}5\,\mathfrak{W}}$$

Mit dieser Formel ergiebt sich für die bereits auf Seite 48 verwendete und in Tabelle V enthaltene Analyse der Bockwaer Kohle

$$\eta_1 = \frac{3074}{7300} = 0{,}402\,,$$

welche Verhältnisszahl aussagt, dass 40$^0/_0$ vom calorimetrischen Effecte jener Kohle bei vorausgesetzt unvollkommener Verbrennung erhalten werden.

*) Siehe Berichtigungen.

Ferner erhält man mit einer Kohle von sehr geringem calorimetrischen Effecte, nämlich der Flöha'er Steinkohle, deren Analyse in „Stein's chemischen Untersuchungen der Steinkohlen Sachsens" als

C	H	O	Asche
0,444	0,018	0,055	0,483

aufgezeichnet ist:

$$\eta_1 = \frac{1446}{3900} = 0,37.$$

Indessen verbrennt selbst auf den weniger gut construirten Heerden ein noch beträchtlicher Theil der Kohlenoxydgase zu Kohlensäure, und daher stellt sich, trotzdem ein gewisses Quantum von Kohlenwasserstoffgasen und Kohlenstoff (Russ) unverbrannt bleibt, der Wirkungsgrad in den bei weitem häufigeren Fällen grösser heraus, als diese Zahlen ihn angeben. Man beobachtet, dass mit einer Kohle von 7000 calorimetrischem Effecte 7 Kilogr. Dampf pro Kilogr. erzeugt werden, also eine Wärmemenge von 7.650 Calorieen in den Kessel geleitet wird, und dass demnach, wenn man einen Heizflächen-Wirkungsgrad von selbst 0,8 bis 0,9 voraussetzt, doch noch

$$\eta_1 = \frac{7.650}{0,9.7000} \text{ bis } \frac{7.650}{0,8.7000} = 0,7 \text{ bis } 0,8$$

erreicht wird (Formel 95).

In den Cornwallischen Dampfkesseln erzielt man mit einer Steinkohle von 8000 Calorieen Heizeffect ein Dampfquantum von 8 Kilogr. pro Kilogr., also einen Gesammt-Wirkungsgrad von $\eta_t \eta_1 = \frac{8.650}{8000}$ $= 0,65$. Traten nun die Verbrennungsproducte mit einer Temperatur von nur 200 Graden in den Schornstein und wird nur das einfach theoretische Luftquantum $A = 12$ als erforderlich angenommen, so ist, wegen

$$\eta_t \eta_1 = \frac{\eta_1 \, 8000 - 12 . 0,25 . 200}{8000} \text{ (Gleichung 95)}$$

der Wirkungsgrad des Feuerraumes trotzdem noch:

$$\eta_1 = \frac{0,65.8000 + 12.0,25.200}{8000} = 0,73.$$

Ferner ergeben sich zu Berechnung von η_1 aus den Hartig'schen Versuchsprotocollen die zusammengehörigen Werthe

Seite	$\eta_t \eta_1$	k	T_1	A	η_1
36	0,64	6650	200	10	0,71
44	0,65	6742	200	10,5	0,73
52	0,59	6970	248	11	0,69
263	0,43	3931	220	8	0,52
293	0,58	4042	238	9	0,71

Hierin aber sind die berechneten η_1 als Minimalwerthe zu betrachten, da die wirklich einströmende Luftmenge nA jedenfalls grösser als A war und da unter den hier stattfindenden Umständen η_1 mit nA wächst.

Den Wirkungsgrad des Feuerraumes möglichst nahe an die Einheit zu führen, würde also die Aufgabe bei Construction eines Heerdes sein. Wir wollen näher untersuchen, bis zu welchem Grade den bis jetzt erfundenen Heerden die Lösung hiervon gelungen ist.

Die ältesten und einfachsten Heerde bestehen aus einem ganz und gar gemauerten, oder unten mit einer Eisenplatte abgedeckten Raume, welcher ohne Weiteres das Brennmaterial aufnimmt und die Verbrennungsluft durch die Eintragöffnung einströmen lässt. Als durch spätere Einführung der Steinkohlen und Koks statt des Holzes und Torfes die auf diese Weise eindringende Luft nicht innig genug mit den näher aneinanderliegenden Brennmaterialstücken in Berührung kam, brachte man zur Abhülfe in jener eisernen Grundplatte schlitzförmige Oeffnungen an, und als man bemerkte, dass diese Platte, weil ihre einzelnen, von der Wärme verschieden stark beeinflussten Partieen sich nicht frei ausdehnen konnten, leicht zerstört wurde, setzte man sie aus getrennten Theilen zusammen. Die Heerdplatte oder der Rost besteht demnach jetzt aus einer Anzahl von Stäben, welche sich frei ausdehnen können und ausserdem, im Falle trotzdem eine Zerstörung eintreten sollte, eine weniger kostspielige, theilweise Auswechselung gestatten.

An dieser Construction des Rostes haften aber noch die Uebelstände, 1stens dass durch die schlitzförmigen Oeffnungen Brennmaterialstückchen entweichen und 2tens dass die Luft in vielen Fällen, vorzüglich wegen intermittirenden Beschickens nicht so vortheilhaft eintritt, als es zu günstiger Verbrennung erforderlich ist.

Um den ersten Uebelstand, welcher zumeist bei Anwendung klein gestückten Brennmaterials fühlbar werden wird, zu vermeiden, legt man die in diesem Falle die Gestalt einer Platte erhaltenden Roststäbe treppenförmig übereinander (Fig. 57). Um den zweiten Uebelstand zu beseitigen, hat man dagegen eine Unsumme von Constructionen erdacht, die unter der Firma der rauchverzehrenden oder rauchverhütenden Heerde und Apparate sich bekannt gemacht haben. Eine nähere Beschreibung von diesen Apparaten oder einigen derselben zu liefern, würde hier nicht am Orte sein; ich verweise zu dem Ende auf die vom sächsischen Ingenieurverein gekrönte Preisschrift des Herrn Dr. Seyfert*); um aber einen Ueberblick über die leitenden Grundideen zu geben, welche jene Apparate entstehen liessen, diene Folgendes.

Die Beschickung des gewöhnlichen Rostes mit Hülfe eines Heizers anders als intermittirend vorzunehmen, ist nicht gut möglich. Wenn aber Brennmaterial in einen stark erhitzten Feuerraum geworfen wird, so entwickelt es plötzlich so viel Gase, dass ein sehr bedeutendes Luftquantum vorhanden sein muss, sofern diese Gase verbrennen sollen. Dieses Luftquantum kann im Momente der Beschickung und jener starken Gasentwickelung um so weniger genügend vertheilt in den Feuerraum

*) Mittheilungen des sächs. Ingenieur-Vereins, 2tes Heft, Dresden 1860.

treten, als sein Eindringen durch die beträchtlichen, auf den Rost geworfenen Brennmaterialmassen verhindert wird. Ferner erniedrigt sich durch Eintragen des frischen und kalten Brennmaterials die Temperatur des Feuerraumes unter Umständen so sehr, dass die aus dem ersten Stadium der Verbrennung hervorgehenden Educte die Entzündungswärme nicht aufnehmen können, welche zu Einleitung ihrer chemischen Verbindung mit der Luft nothwendig ist.

Wegen dieser Umstände bewirkt eine 1ste Kategorie der vollkommenere Verbrennung oder Rauchverhütung bezweckenden Apparate durch ihre Construction eine Beschickung mit kleinen Brennmaterialmassen und demnach ein häufigeres oder vollständig continuirliches Eintragen des Brennmaterials, so dass weder eine übermässige Gasentwickelung, noch eine schädlich werdende Temperaturerniedrigung eintreten kann. Der sehr bekannte Kettenrost von Jukes oder Taillfer und die mechanischen Vorrichtungen von Canter, Dean, Brunton, Stanley, Beaufumet, Foard, Arnott, Coupland und Dumery gehören hierher, und ebenso können die Treppenroste einerseits dieser Kategorie zugezählt werden, indem sie durch den Fülltrichter und durch Herabrollenlassen der einzelnen Brennmaterialstücke auf ihren Rostplatten eine ununterbrochene Beschickung gewähren.

Eine 2te Kategorie sucht dem aus der discontinuirlichen Beschickung hervorgehenden Uebelstande durch Trennung des einfachen Rostes in zwei oder mehrere Theile, welche abwechselnd bedient werden und deren Gase sich mischen, zu begegnen (Fairbairn, Stephan, Gall, Numa Grar).

Eine 3te Kategorie lässt die auf dem gewöhnlichen Heerde entstandenen, unvollständig verbrannten Educte durch einen 2ten im Endstadium der Verbrennung befindlichen Heerd strömen, um sie darin zu erwärmen und zu Verbrennung mit der ihnen beigemischten Luft zu befähigen (Lord, Maw, de Buzonniere).

Eine 4te Kategorie leitet durch noch andere als von den Rostspalten gebildeten Oeffnungen Luft in den Feuerraum, oder in die Feuercanäle. Diese Luft tritt entweder kalt, oder, damit der Feuerraum durch sie nicht abgekühlt werde, entweder durch die Feuerungsanlage selbst oder auf andere Weise erhitzt, in die Canäle ein, und wird entweder in beständig gleichen oder in mit vorschreitender Verbrennung abnehmenden Quantitäten zugeführt (Marsilly, Gray, Gall, Stephan, Daney, Parker, Scott, Gardner, Prideaux, Wye-Williams, Combes).

Eine 5te Kategorie bringt hinter dem Feuerraume porose Massen an, welche sich an den heissen Educten der letzten Verbrennungsperiode sehr stark erhitzen und ihre Wärme an die Educte des ersten Verbrennungs-Stadiums zurückgeben, um dadurch denselben die zur chemischen Verbindung nöthige Temperatur zu ertheilen (Silbermann).

Eine 6te Kategorie, die der Gasöfen, veranlasst durch absichtlich unvollständige Verbrennung eine Destillation des Brennmaterials, um die

hieraus hervorgehenden Kohlenwasserstoff- und Kohlenoxydgase erst in einem 2[ten] Verbrennungsraume durch ferneres Mischen mit Luft zu verbrennen (Beaufumet).

Eine 7[te] Kategorie leitet einen Strom von Wasserdämpfen in den Feuerraum (Ivison).

Eine 8[te] Kategorie schliesst den Feuerraum nach vorhergegangenem Einleiten der Verbrennung hermetisch gegen die äussere Luft ab und lässt die Verbrennung im Sauerstoff des zersetzten Wasserdampfes vorgehen (?) (Thompson). *)

Eine 9[te] Kategorie nöthigt die Verbrennungsluft, auf umgekehrtem Wege durch den Rost sich zu bewegen, damit die aus dem frisch eingetragenen Brennmateriale entstehenden Educte durch die bereits vorhandene, glühende Schicht strömen müssen und sich hier entzünden können.

Eine 10[te], 11[te] und 12[te] Kategorie endlich ist durch Combination der bereits angeführten zusammengesetzt.

Wird nun gefragt, welche dieser Kategorieen die vorzüglichste sei oder die vorzüglichsten Constructionsarten enthalte, so kann eine nur sehr bedingte Antwort gegeben werden.

Gegen die mechanischen Vorrichtungen würde theoretisch nichts einzuwenden sein, aber die Praxis behauptet, dass sie zu bedeutende Herstellungs- und, da ihre in stark erhitzten Räumen sich bewegenden Theile leicht zerstört werden, auch zu bedeutende Unterhaltungskosten beanspruchten, ausserdem aber auch in grosser Mehrzahl den Uebelstand an sich trügen, ein vorzüglich bei schlackendem Brennmaterial erforderliches, häufiges Schüren, resp. Reinigen der Rostspalten entweder gar nicht oder nur unbequem zu gestatten.

Von den übrigen Kategorieen haben sich am besten die Treppenroste, die Doppelheerde, die Heerde mit besonderer Luftzuführung, die Feuerräume mit porösem Material und besonders die aus einer Combination dieser Einzelnheiten bestehenden Apparate bewährt. In der Geschichte der Rauchverzehrungsfrage findet man viele von diesen Apparaten als unfehlbare Schlüssel zur Lösung dieser Frage bezeichnet, aber auch wieder als voreilig gekrönt verworfen; die Apparate von Fairbairn, Stephan, Wye-Williams, Gall und Dumery gehören zu ihnen. Wenn das Urtheil über die Leistungen derselben schwankte und sogar von einem Extrem bis zum andern übersprang, so darf man nicht glauben, dass allein eine glücklich ausgeführte marktschreierische Anpreisung einerseits, oder ein intriguenhaftes Hintertreiben andererseits Grund davon sei, sondern muss auch Erklärung dafür in dem Umstande suchen, dass ein Apparat recht wohl an und für sich vorzüglich sein kann, aber seine günstigen Leistungen sofort einstellt, sobald er an einer Feuerungs-

*) Dingler, polyt. J. B. CLIX, 1861 Seite 103; Silliman, american Journal of Science and Arts, Sept. 1860.

anlage angebracht wird, die in ihren Dimensionen und in dem Verhältniss ihrer Dimensionen zu einander nicht zu ihm passt. Diese Ansicht sprechen die meisten, für authentisch geltenden Praktiker aus, ja sie gehen sogar so weit, zu behaupten, dass beinah alle jene Apparate und dass ebenfalls schon der gewöhnliche Rost den verlangten Zweck einer vollkommenen und rauchfreien Verbrennung erreichten, wenn nur die Verhältnisse der Feuerungsanlage, wie z. B. das Verhältniss des Querschnittes der Züge und der Grösse des Rostes zu den Dimensionen des Schornsteines angemessene und richtige seien; sie behaupten also, dass eine rauchfreie Verbrennung weniger von der Construction des rauchverhütenden Apparates oder von der Form des Feuerraumes, als vornehmlich von jenen richtigen Verhältnissen der einzelnen Theile der Feuerungsanlage abhängig sei. Ausser diesen in den Dimensionen gelegenen Vorbedingungen wird eine intelligente Wartung als erstes und wichtigstes Erforderniss und als erfolgreichstes Agens in den Vordergrund gestellt.

Das Streben nach zweckmässiger wirkenden Feuerräumen sucht indessen nicht mehr blos die einfache Frage zu beantworten, wie eine rauchfreie und vollkommene Verbrennung zu erzielen sei, sondern die zusammengesetztere Frage, wie diese Verbrennung ohne Beeinträchtigung öconomischer Anforderungen herbeigeführt werden könne. Als man sich ursprünglich mit der Construction rauchverhütender Apparate beschäftigte, meinte man, dass ein Gelingen des Rauchverhütens mit einer Ersparung an Brennmaterial unzertrennlich verknüpft sei; man schloss, durch Verbrennung des Rauches, d. h. durch Verbrennung der den sichtbaren Rauch bildenden Kohlenwasserstoffgase und Kohlenstofftheilchen (Russ) werde die von 1 Kilogr. Brennmaterial entwickelte Wärmemenge erhöht, und daher müsse die für einen bestimmten Zweck erforderliche Gesammt-Brennmaterialmenge sich vermindern. Allein sehr bald erkannte man, dass dieser Schluss einseitig sei, indem dabei übersehen war, in wie weit die im Falle einer vollkommenen und im Falle einer minder vollkommenen Verbrennung erforderliche Luftmenge auf den öconomischen Punkt influire. Werden in beiden Fällen die Verbrennungsproducte mit gleich hoher Temperatur in den Schornstein geführt und ist im zweiten Falle die Verbrennungsluftmenge nur 1 mal, im ersten aber n mal so gross, als die theoretisch erforderliche, so werden dem Erwärmungseffecte im zweiten Falle nur $A \sigma T_1$, im ersten aber $n A \sigma T_1$ Calorieen pro Kilogr. Brennmaterial entzogen; es ist also recht wohl denkbar, dass die Quantität dieser entzogenen Wärmemenge grösser als die durch vollkommenere und rauchfreiere Verbrennung gewonnene sich herausstellt, und daher nicht unbedingt zu behaupten, dass Rauchverhütung und Brennmaterialersparniss identisch seien.

Das Streben nach rauchverhütenden und gleichzeitig Brennmaterial ersparenden Apparaten muss demnach dahin gerichtet sein, eine vollkommene Verbrennung mit so wenig Luft zu bewirken, als durch das

Verhältniss zwischen entweichender und erzeugter Wärmemenge verlangt wird. Welches ist nun dieses Verhältniss, oder wie gross muss jene Luftmenge sein?

Um diese Untersuchung einzuleiten, stelle ich mich zunächst auf den Standpunkt, dass irgend eine bestimmte Wärmemenge W einem zu erwärmenden oder zu verdampfenden Körper einmal unter Annahme von vollkommener, das andere Mal unter Annahme von weniger vollkommener Verbrennung mitgetheilt werden solle, und berechne, wie viel grösser die im ersten Falle erforderliche Luftmenge sein darf, wenn eine Ersparung hervorzutreten gerade aufhört — unter der Bedingung, dass in beiden Fällen die Temperatur der abziehenden Verbrennungsgase gleich hoch sei.

Zunächst kann für vollkommene Verbrennung allgemein gültig geschrieben werden:

$$W = k\,M - n\,A\,\sigma\,T_1\,M$$

und für weniger vollkommene Verbrennung:

$$W = \eta_1\,k\,M_1 - n_1\,A_1\,\sigma\,T_1\,M_1\ ;$$

hieraus folgt:

$$n = \frac{k\,M - \eta_1\,k\,M_1 + n_1\,A_1\,\sigma\,T_1\,M_1}{A\,\sigma\,T_1\,M}$$

Wird nun in dieser Gleichung $M_1 = M$ gesetzt, so giebt sie offenbar denjenigen Werth für n an, bei welchem die zu vollkommener Verbrennung eingeleitete Luftmenge so gross ist, dass keine Brennmaterialersparniss stattfindet, und über welchen hinaus ein Verlust an Brennmaterial bei Herbeiführung von vollkommener Verbrennung bemerkbar werden würde.

Dieser Werth ist also:

$$n = \frac{(1 - \eta_1)\,k + n_1\,A_1\,\sigma\,T_1}{A\,\sigma\,T_1}$$

Um zu erfahren, wie die numerische Grösse dieses Werthes in besondern Fällen sich herausstellt, sei zuerst für eine Steinkohle von hohem calorimetrischen Effecte angenähert, wie auf Seite 295, $k = 7000$ und $\eta_1 = 0{,}5$, T_1 nach einander zu 100, 200, 300 etc. angenommen und vorausgesetzt, dass die unvollkommene Verbrennung mit dem einfach theoretischen Luftquantum stattfinden könne, also $n_1 = 1$ sei. Nach Formel 31 und 32 und nach den auf Seite 295 benutzten Analysen ist aber:

$$A_1 = 6{,}35 \, . \, 0{,}754 + 38{,}1\,(0{,}045 - \tfrac{1}{8}\,0{,}057) = 6{,}23$$

$$A = 12{,}7 \, . \, 0{,}754 + 38{,}1\,(0{,}045 - \tfrac{1}{8}\,0{,}057) = 11$$

und daher ergiebt sich

1stens für $k = 7000$, $\eta_1 = 0{,}5$ und für

$T_1 =$	100	200	300	400	500	600 :
$n =$	13,3	7	4,7	3,8	3,1	2,7

Ferner werde angenommen, der Wirkungsgrad des Feuerraumes sei bei weniger vollkommener Verbrennung grösser, als eben vorausgesetzt wurde, und zwar = 0,75, aber die Verbrennungsluftmenge sei alsdann gleich der für vollkommene Verbrennung erforderlichen, theoretischen Quantität, also A = 11; dann wird

2tens für k = 7000 , η_1 = 0,75 und für

T_1 = 100	200	300	400	500	600 :
n = 7,3	4,2	3,1	2,6	2,3	2,1

Für eine Steinkohle von geringem calorimetrischen Effecte, wie die auf Seite 296 behandelte, ergiebt sich zunächst:

$$A_1 = 6{,}35 \,.\, 0{,}444 + 38{,}1\,[0{,}018 - \tfrac{1}{8}\,0{,}055] = 3{,}8$$
$$A = 12{,}7 \,.\, 0{,}444 + 38{,}1\,[0{,}018 - \tfrac{1}{8}\,0{,}055] = 7{,}17$$

und hiermit, wenn zuerst n_1 = 1 gesetzt wird

3tens für k = 3900 , η_1 = 0,37 und für

T_1 = 100	200	300	400	500	600 :
n = 14	7,4	5,1	4	3,2	2,9 .

Endlich erhält man noch, wenn $n_1 A_1 = A = 7{,}2$ vorausgesetzt wird,

4tens für k = 3900 , η_1 = 0,75 und für

T_1 = 100	200	300	400	500	600 :
n = 6,4	3,7	2,8	2,3	2	1,9 .

Die Resultate des ersten Falles sagen aus, dass erst dann, wenn ein Luftquantum von mehr als resp. 13,3 , 7 , 4,7 etc. Kilogr. zu vollkommener Verbrennung erforderlich wäre, eine Brennmaterialersparniss zu Gunsten der vollkommenen Verbrennung nicht erwartet werden darf, dass aber diese Ersparniss gewonnen werden kann, wenn die eingeleitete Luftmenge geringer als resp. 13,3 , 7 , 4,7 etc. zu sein braucht.

Die Erfahrungen nun, welche man in dieser Beziehung gesammelt hat, geben die für vollkommene Verbrennung erforderliche Luftmenge zu 2 bis 3, höchstens 4 mal der theoretischen an, und daher darf man behaupten, dass es unter obigen Verhältnissen eine Brennmaterialersparung zu erzielen möglich sei.

Die Versuche, welche mit einigen rauchverhütenden Apparaten und Ofenconstructionen angestellt sind, sprechen theils für, theils gegen die Ersparung. Abgesehen von der nur bedingtes Vertrauen erweckenden Versicherung fast sämmtlicher Erfinder von rauchverzehrenden Vorrichtungen, dass mit ihren Apparaten eine Ersparung von 20 bis 50 p. C. zu gewinnen sei, hat sich aus umfangreich angestellten Beobachtungen mit dem Fairbairn-Stephan'schen Doppelroste eine Ersparung von 14 p. C. und mit dem Guidde'schen Apparate eine Ersparung von 15 p. C. gegenüber einer gewöhnlichen Feuerung ergeben*), während

*) Dr. Gall, Beschreibung von rauchverzehrenden Dampfkesselöfen, Seite 28.

die Experimente von Combes, Brix und Hartig zu Ungunsten der Ersparung entscheiden, und die in Mühlhausen angestellten Versuche *) ebenfalls darthun, dass bei rauchvoller Verbrennung, aber entsprechend geringem Luftzutritt weniger Brennmaterial verbraucht wird, als im entgegengesetzten Falle.

Da bei diesen Beobachtungen und Experimenten die Luftmengen nicht ermittelt wurden, welche in die Feuerungsanlage eintraten, so ist ein genauer Vergleich mit der Theorie zwar nicht möglich; aber man kann doch untersuchen, ob die Luftmengen, welche die Theorie berechnet, eine Uebereinstimmung wahrscheinlich machen. Zu dieser Untersuchung können indessen die oben ausgerechneten Zahlen nicht direct verwendet werden, da sie aus Voraussetzungen fliessen, welche von den, den genannten Experimenten unterliegenden wesentlich verschieden sind. Es wurde angenommen, eine gewisse Wärmemenge solle durch die Heizfläche bei vollkommener und weniger vollkommener Verbrennung unter der Bedingung geleitet werden, dass die Temperatur der abziehenden Gase beide Male gleich hoch sei. Diese Bedingung fordert im Allgemeinen für beide Fälle verschieden grosse Heizflächen, da nicht behauptet noch vermuthet werden kann, dass bei gleichgrosser Heizfläche eine gleich starke Abkühlung stattfinde; bei den Experimenten aber sind in beiden Fällen gleich grosse Heizflächen thätig gewesen und daher müssen die obigen Untersuchungen hiernach modificirt werden. Die pro Stunde durch die Heizfläche geleitete Wärmemenge übrigens ist auch hier als in beiden Fällen gleich gross anzunehmen, da bei den Experimenten jedenfalls der sowohl vor als nach Einführung des rauchverhütenden Apparates verlangte Dampf oder überhaupt der erwärmte Körper von gleicher Menge war.

Unter Beachtung der Gleichheit der Heizflächen kann man nun zufolge Gleichung 80 für vollkommene Verbrennung schreiben:

$$F = \frac{nAM}{w} \ln t \left\{ \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1} \right\}$$

und, mit Bezeichnungen von analoger Bedeutung für weniger vollkommene Verbrennung:

$$F = \frac{n_1 A_1 M_1}{w} \ln t \left\{ \frac{T_0' - t_1}{T_1' - t_1} \right\};$$

hieraus folgt zunächst, wenn w in beiden Fällen als gleich gross angenommen wird:

$$n = \frac{n_1 A_1 M_1}{AM} \cdot \frac{\ln t\,(T_0' - t_1) - \ln t\,(T_1' - t_1)}{\ln t\,(T_0 - t_1) - \ln t\,(T_1 - t_1)}$$

Nun ist wegen $W = k\,M - n\,A\,M\,\sigma\,T_1$ und $W = \eta_1\,k\,M_1 - n_1\,A_1\,M_1\,\sigma\,T_1'$:

*) Bulletin de la Soc. industr. de Mulhouse, T. XXX, 1860.

$$T_1 = \frac{kM - W}{nAM\sigma}, \quad T_1' = \frac{\eta_1 k M_1 - W}{n_1 A_1 M_1 \sigma},$$

und setzt man diese Werthe sowohl als die aus Gleichung 109 für T_0 und T_0' zu entnehmenden ein, so ergiebt sich:

$$n = \frac{n_1 A_1 M_1}{AM} \cdot \frac{\ln t \left\{ (1-\omega)\eta_1 k - n_1 A_1 \sigma t_1 \right\} - \ln t \left\{ \eta_1 k - \frac{W}{M_1} - n_1 A_1 \sigma t_1 \right\}}{\ln t \left\{ (1-\omega) k - n A \sigma t_1 \right\} - \ln t \left\{ k - \frac{W}{M} - n A \sigma t_1 \right\}},$$

ein Ausdruck, welcher ganz allgemein für eine Vereinigung von directer und indirecter Heizfläche gilt.

Nimmt man nun in diesem Ausdrucke, der wegen transcendenter Form nicht weiter lösbar für n ist, $M_1 = M$, so erhält man, wie bei der vorigen Untersuchung, denjenigen Werth für den Coefficienten n, bei welchem eine Brennmaterialersparniss hervorzutreten aufhört, indem für jedes Ueberschreiten desselben das für vollkommene Verbrennung erforderliche Brennmaterialquantum einen Zusatz erhalten muss, um an die gegebene Heizfläche die verlangte Wärmemenge zu liefern. Um die numerische Grösse dieses Werthes zu erkennen, setze man zuerst (Seite 302):

$k = 7000$, $\eta_1 = 0{,}75$, $A = 11$, $n_1 A_1 = 11$,
$t_1 = 100$, $\omega = 0{,}25$, also $\eta_1 k = 5250$

und nehme für $\frac{W}{M}$, also für die Wärmemenge, welche pro Kilogr. Brennmaterial durch die Heizfläche geleitet wird, nacheinander verschiedene Werthe mit Hülfe der bekannten Thatsache an, dass mit 1 Kilogr. Steinkohle 5 bis 9 Kilogr. Dampf erzeugt, also 5.650 bis 9.650 Wärmeeinheiten dem zu verdampfenden Wasser mitgetheilt werden können. Es ergiebt sich alsdann, wenn η_t den totalen Wirkungsgrad der Heizfläche bei vollkommener und η_t' denjenigen bei weniger vollkommener Verbrennung bedeutet:

		1stens				
Kilogr. Dampf	=	9	8	7	6	5
$\frac{W}{M}$	=	5850	5200	4550	3900	3250.
η_t	=	0,836	0,745	0,65	0,56	0,46
$\eta_1\,\eta_t'$	=	unmögl.	0,99	0,87	0,74	0,62
n	=	unmögl.	unmögl.	2	1,5	1,3
T_1	=	—	—	444	750	1000
T_1'	=	—	—	255	460	727

Ebenso erhält man mit obigen Werthen, wenn statt $n_1 A_1 = 11$ $n_1 A_1 = 22$ gesetzt wird:

2tens

Kilogr. Dampf	=	9	8	7	6	5
n	=	unmögl.	unmögl.	3,7	3,4	3,2
T_1	=	—	—	240	440	630
T_1'	=	—	—	127	230	363

Ferner ergiebt sich für

$k = 7000$ $\eta_1 = 0,5$ $A = 11$ $n_1 A_1 = 11$
$t_1 = 100$ $\omega = 0,25$ also $\eta_1 k = 3500$

3tens

Kilogr. Dampf	=	6	5	4,8	4,5	4
n	=	unmögl.	unmögl.	9	6	5
T_1	=	—	—	160	244	320
T_1'	=	—	—	140	200	330

Mit den Werthen unter 1stens, aber $\omega = 0$, also für eine indirecte Heizfläche, ist

4tens

Kilogr. Dampf	=	8	7	6	5
n	=	unmögl.	2	1,4	1,2
T_1	=	—	444	750	1000
T_1'	=	—	255	460	727

Wird endlich noch eine Steinkohle von geringem calorimetrischen Effect angenommen, und gesetzt:

$k = 3000$ $\eta_1 = 0,75$ $A = 6$ $n_1 A_1 = 6$
$t_1 = 100$ $\omega = 0,25$ also $\eta_1 k = 2250$

5tens

Kilogr. Dampf	=	4	3	2
n	=	unmögl.	2,4	1,7

Aus diesen Tabellenwerthen ist nun zu erkennen, dass die oben angeführten, auseinanderlaufenden Aussagen der Beobachtung recht wohl in einen gemeinsamen Punkt sich zusammenführen lassen, und dass nicht angenommen zu werden braucht, die gegen Ersparung sprechenden Beobachter hätten sich geirrt, noch die für dieselbe sprechenden seien in Illusionen befangen gewesen. Ist zu vermuthen, dass nicht mehr als das dreifach theoretische Luftquantum zugeleitet zu werden braucht, um eine vollkommene Verbrennung zu bewirken, so scheint es möglich, unter den Bedingungen der 2ten Tabelle eine Ersparung zu gewinnen, und braucht nicht mehr als das doppelt theoretische Quantum zugeführt zu werden, so steht unter den Umständen der 1sten und 5ten Tabelle, sofern anfänglich 7 resp. 3 Kilogr. Dampf pro Kilogr. Steinkohle erzeugt wurden, ebenfalls eine Ersparung in Aussicht. Es

ist daher zu vermuthen, dass die Beobachter, welche eine Ersparung aufgefunden zu haben angeben, unter diesen besonderen Umständen ihre Untersuchungen anstellten, während die Beobachter der gegentheiligen Thatsache unter Umständen der übrigen Tabellen experimentirten.

Die Tabelle 3 spricht mit grösster Entschiedenheit für Ersparung, was aber in nichts anderem als in dem Umstande seinen Grund hat, dass bei weniger vollkommener Verbrennung ein verhältnissmässig sehr geringer Wirkungsgrad, dass also der Feuerraum als sehr ungünstig wirkend angenommen wurde. Mit einem gewöhnlichen, wenn auch gut construirten Heerde kann, wie Seite 296 berechnet wurde, ein Wirkungsgrad von 0,7 bis 0,8 erreicht werden; ist daher, wie in Tabelle 3 angenommen wurde, ein Wirkungsgrad von nur 0,5 erhalten, so darf man behaupten, dass der Feuerraum unverhältnissmässig schlecht gewirkt habe und dass demnach eine zu Gunsten der nachher eingerichteten vollkommenen Verbrennung hervortretende Ersparung allein der anfänglich schlechten Construction ihren Ursprung verdanke. Dieser Umstand mag wohl meistens vorhanden gewesen sein, wenn bedeutende Ersparungen wahrgenommen wurden.

Sämmtliche Tabellen sagen aus, dass eine Ersparung um so mehr in Aussicht steht, je mehr Dampf pro Kilogr. Kohle ursprünglich erzeugt wird. Die wahre Ursache hiervon ist darin zu suchen, dass in den Fällen, wo unter sonst gleichen Umständen mehr Dampf pro Kilogr. Brennmaterial entwickelt wird, die Heizfläche und demnach auch der Wirkungsgrad derselben grösser und die Abkühlung der Verbrennungsproducte stärker ist. In der Praxis wird die Heizfläche in der Regel so gross hergestellt, dass die Verbrennungsproducte bis auf 200 bis 300 Grad sich abkühlen, und daher würden für die hier angestellten Betrachtungen am meisten diejenigen Tabellenfälle Geltung haben, bei denen die Temperatur T_1' zwischen 200 und 300 Grad liegt. In der 1sten Tabelle können 9 Kilogr. Dampf pro Kilogr. Kohle nicht erreicht werden, weil diese Quantität eine Wärmemenge von $9 \,.\, 650 = 5850$ Calorieen beansprucht, die Kohle aber bei weniger vollkommener Verbrennung nur 5250 Calorieen liefert; es sind sogar 8 Kilogr. Dampf, wenn gleich dieselben nur 5200 Calorieen fordern, nicht mehr zu gewinnen, weil hier eine Nichtstrom-Heizfläche in Untersuchung gezogen ist, welche die Verbrennungsproducte nur bis zu t_1, also im vorliegenden Falle nur bis zu 100 Grad höchstens abzukühlen vermag, und diese Abkühlung zu Gewinnung von 5200 Calorieen nicht ausreicht. Daher bleiben die Fälle, in denen bei vollkommener Verbrennung mehr als 8 Kilogr. erzeugt werden könnten, von dem Vergleiche ausgeschlossen und ertheilen dem in die Tabelle geschriebenen „Unmöglich“ eine in diesem Sinne zu verstehende Bedeutung. Gleiches gilt von den übrigen Tabellen.

Ein Vergleich von Tabelle 1 und 4 lehrt, dass es bezüglich der Ersparung gleichgültig ist, ob man einen Apparat mit oder ohne

directe Heizfläche anwendet, und ein Vergleich von Tabelle 1 und 5, dass es auch gleichgültig ist, ob eine Kohle von hohem oder geringem calorimetrischen Effecte verbrannt wird.

Schliesslich ist noch aus den Tabellen zu erkennen, dass bei Herbeiführung von vollkommener Verbrennung mit bedeutenden Luftquantitäten deshalb keine Ersparung hervortritt, weil die Verbrennungsproducte an der gegebenen Heizfläche nicht so stark sich abkühlen, als es bei weniger vollkommener Verbrennung geschieht; T_1 ist immer grösser, als T_1'. Dieses Ergebniss stimmt mit den Messungen der Experimentatoren: Johnson, Brix und Hartig vollkommen überein.

Als bemerkenswerth muss endlich noch hervorgehoben werden, dass die Resultate dieser Untersuchungen gänzlich unabhängig von dem besonderen Werthe des Wärmeüberführungscoefficienten w sind und nur dann von demselben beeinflusst werden, wenn er im Falle einer vollkommenen und im Falle einer weniger vollkommenen Verbrennung als verschieden gross anzunehmen ist. Eine derartige Verschiedenheit könnte erstens dann hervortreten, wenn der beredete Coefficient mit der Temperatur variabel wäre und die Temperaturverhältnisse in einem Falle anders als im andern sich herausstellten, und könnte zweitens dadurch sich geltend machen, dass in beiden Fällen die Heizfläche verschieden stark mit Kesselstein oder Russ bedeckt wäre. In Bezug auf die erste Modalität wurde bei den früheren Untersuchungen immer angenommen, der Coefficient w sei unabhängig von der Temperatur; nach den Péclet'schen Experimenten aber, wenngleich dieselben zu Herleitung einer Gesetzmässigkeit nicht genau genug sind, muss man vermuthen, dass er mit wachsender Temperatur zunimmt und dass er daher bei vollkommener Verbrennung, für welche die mittleren Temperaturen im Feuercanale höher ausfallen, grösser ist, als für unvollkommene. Der öconomische Vortheil der vollkommenen Verbrennung würde daher aus diesem Grunde etwas mehr hervortreten, als oben gefunden wurde. Von der zweiten Modalität werden die Ergebnisse theoretisch genommen nicht afficirt, denn offenbar kann bei einem Vergleich zwischen den Erfolgen einer vollkommenen und denen einer weniger vollkommenen Verbrennung eine Verschiedenheit im ordnungsmässigen Zustande der Heizfläche nicht zugelassen werden; aber dennoch ist man aus weiter gehender Berücksichtigung der Praxis diese Verschiedenheit zu beachten verpflichtet. Der Coefficient w und demnach die Ersparung an Brennmaterial ist grösser, wenn die Heizfläche von Russ beständig rein erhalten wird; diese Reinigung fortwährend vorzunehmen ist in der Praxis nicht möglich, und daher muss es der Wirkung eines, gar keinen Russ entstehen lassenden, rauchverhütenden Apparates als Verdienst zugebilligt werden, wenn aus diesem Grunde der Coefficient w und die Ersparung an Brennmaterial sich steigert. Nicht unmöglich ist es, dass wegen dieses Umstandes in der Praxis häufiger Ersparungen wahrgenommen wurden, als die Ergebnisse des mit gut hergerichteten Heiz-

flächen operirenden Experimentes und diejenigen obiger, theoretischer Untersuchung vermuthen lassen sollten.

Bei Beurtheilung der Ersparungsfrage kann noch folgender, vielleicht richtigerer Standpunkt eingenommen werden.

Aus den Tabellen geht hervor und auch schon *a priori* ist zu erkennen, dass die Ersparung nicht allein von dem Verhältnisse abhängt, in welchem die für vollkommene und weniger vollkommene Verbrennung erforderlichen Luftmengen zu einander stehen, sondern dass sie wesentlich auch von dem Wirkungsgrade beeinflusst wird, welchen der Feuerraum bei unvollkommener Verbrennung liefert. Um den Einfluss jenes Verhältnisses und dieses Wirkungsgrades zu erkennen, wurden verschiedene Werthe für dieselben angenommen; allein diese Annahme geschah, als wären beide unabhängig von einander, während nach dem Berthier'schen Approximativ-Gesetze vermuthet werden muss, dass sie in gewissen Wechselbeziehungen stehen. Nach diesem Gesetze (Seite 43) ist nämlich $\frac{k}{A} = c$ und ebenso $\frac{\eta_1 k}{A_1} = c$; also $n A = n \frac{k}{c}$ und $n_1 A_1 = n_1 \eta_1 \frac{k}{c}$ und daher $n_1 A_1$ von η_1 abhängig.

Um nun diese Abhängigkeit zur Geltung zu bringen, kann folgendes Verfahren eingeschlagen werden. Es findet sich aus den letzten beiden Formeln:

$$n = (n A) \frac{c}{k} \text{ und } n_1 = \frac{(n_1 \cdot A_1)}{\eta_1} \frac{c}{k}$$

also:

$$\frac{n}{n_1} = \frac{\eta_1 (n A)}{n_1 A_1};$$

setzt man nun in diese Gleichungen obige Tabellenwerthe ein, so ergiebt sich

Aus Tabelle	1	2	3	4	5
n	1,3 bis 2	3,2 bis 3,7	5 bis 9	1,2 bis 2	1,7 bis 2
n_1	1,33	2,66	2	1,33	1,33
$n : n_1$	1 bis 1,5	1,2 bis 1,4	2,5 bis 4,5	0,9 bis 1,5	1,3 bis 1,8

Diese Zahlen haben die Bedeutung, dass unter den Umständen der 1sten Tabelle bei unvollkommener Verbrennung ein 1,33 mal so grosses Luftquantum eingeleitet werden muss, als für diese Verbrennung theoretisch erforderlich ist, dass bei vollkommener Verbrennuug 1,3 bis 2 mal so viel Luft, als für dieselbe theoretisch erforderlich ist, zugeführt werden kann, bis eine Ersparung zu Gunsten derselben aufhört, und dass der Coefficient n 1 bis 1,5 mal so gross als n_1 sein darf, ohne dass die Ersparung auf die Seite der unvollkommenen Verbrennung sich wendet.

Analoges gilt für die übrigen Tabellen oder für die übrigen Columnen der letzten Tabelle, und demnach darf behauptet werden, dass eine Ersparung zu erwarten ist, wenn n nicht grösser als n_1 wird, dass aber keine Ersparung zum Vorschein kommt, wenn n_1 von n je nach Umständen 1 bis 1,8 mal übertroffen werden muss — die 3te Columne als aus früher angeführten Gründen unzulässig ausgenommen. —

Das Conclusum, welches aus sämmtlichen bis jetzt angestellten Untersuchungen über die Ersparungsfrage gezogen werden kann, würde sich folgendermassen kurz aussprechen lassen:

1stens. Eine Ersparung an Brennmaterial darf, sofern nicht ganz besonders ungünstige Umstände eintreten, jedesmal erwartet werden, wenn die Heizfläche mit besonderer Rücksicht auf vollkommene Verbrennung bestimmt, d. h. so gross hergestellt wird, dass die Verbrennungsproducte bis zu demselben Temperaturgrade sich abkühlen können, bis zu welchem sie bei unvollkommener Verbrennung herabsinken würden.

2tens. Eine Ersparung ist nicht zu erwarten, oder doch nur unter ganz besonderen Umständen möglich, wenn der rauchverzehrende, oder vollkommene Verbrennung bewirkende Apparat an derselben Heizfläche angebracht wird, für welche der Heerd mit weniger vollkommener Verbrennung thätig war, wenn er mehr als die durch die Verhältnisszahlen $\frac{n}{n_1}$ der obigen Tabelle angegebenen Luftmengen nöthig hat, und wenn in beiden Fällen gleichviel Wärme dem zu erhitzenden oder zu verdampfenden Körper zugeführt werden soll.

Hieran müssen noch weitere Betrachtungen geknüpft werden.

Wenn nämlich unter den ersten Umständen auch Brennmaterialersparnisse in Aussicht gestellt sind, so ist doch damit nicht gesagt, dass es absolut betrachtet von öconomischem Vortheile sei, einen vollkommene Verbrennung bewirkenden Apparat anzuwenden, denn abgesehen davon, dass dieser Apparat selbst so viel Herstellungs- und Unterhaltungskosten nöthig machen kann, um im Vergleich mit einer gewöhnlichen, einfachen Feuerung die Brennmaterialersparnisse zu compensiren, so können auch die Herstellungskosten für die erforderliche Heizflächenvermehrung so bedeutend ausfallen, dass nach Abzug derselben vom Gewinn an Brennmaterialkosten Nichts übrig bleibt, oder das Facit sogar negative Grössen zum Vorschein bringt. Daher muss man die Summe aus sämmtlichen, zu Erreichung der vollkommenen Verbrennung erforderlichen Betriebs- und Anlagekosten bilden und sie mit denen der weniger vollkommenen Verbrennung vergleichen, oder mit andern Worten bei dieser Ersparungsfrage wiederum den Standpunkt einnehmen, auf welchen wir bei Beurtheilung ähnlicher Fragen schon mehrere Male im Verlaufe dieser Schrift uns stellten, d. h. untersuchen, bis zu welchem Grade vollkommen die Verbrennung vorgenommen werden muss, damit

ein verlangter Erwärmungs- oder Verdampfungszweck mit dem Minimum an Gesammtkosten erreicht werde.

Angenommen z. B., es seien zu vollkommener Verbrennung die Luftmengen nöthig, welche in der 1[sten] Tabelle auf Seite 301 berechnet wurden, und es bedeute:

T_0 die Temperatur im Feuerraume bei vollkommener Verbrennung,
T_0' „ „ „ „ „ weniger vollkomm. Verbrennung,
F_v die Heizfläche für vollkommene Verbrennung,
F_u „ „ „ weniger vollkommene Verbrennung,

so ergiebt sich für $t_1 = 100$ und, wenn keine directe Heizfläche angenommen wird, mit den Formeln 94 und 79

bei T_1 =	200	300	400	500	600 :
T_0 =	363	542	700	840	940
T_0' =	2400	2400	2400	2400	2400
$\frac{w F_v}{W}$ =	0,58	0,33	0,23	0,18	0,15
$\frac{w F_u}{W}$ =	0,14	0,12	0,10	0,09	0,08

d. h. um die Wärmemenge W bei vollkommener Verbrennung dem zu erwärmenden Körper mitzutheilen, braucht man, wenn die Verbrennungsproducte bis auf 200 Grad abgekühlt werden sollen, eine Heizfläche von

$$F_v = 0{,}58 \frac{W}{w} \square \text{ Metern,}$$

wenn sie bis auf 300 Grad abgekühlt werden sollen, eine Heizfläche von

$$F_v = 0{,}33 \frac{W}{w} \square \text{ Metern;}$$

während unter denselben Bedingungen für diese Wärmemenge bei weniger vollkommener Verbrennung eine Heizfläche von

$$F_u = 0{,}14 \frac{W}{w} \square \text{ Metern}$$

und

$$F_u = 0{,}12 \frac{W}{w} \square \text{ Metern}$$

nöthig ist. Für vollkommene Verbrennung müsste also die Heizfläche

$$= \frac{F_v}{F_u} = 4 \text{ mal, respective}$$

$$= \frac{F_v}{F_u} = 3 \text{ mal}$$

so gross hergestellt werden, als es für weniger vollkommene Verbrennung erforderlich sein würde, und dabei stellten sich Brennmaterialersparnisse nicht einmal heraus, da, wie auf Seite 301 angenommen wurde, $M_1 = M$ ist.

In Wirklichkeit aber brauchen die zu Herbeiführung der vollkommenen Verbrennung erforderlichen Luftquantitäten nicht so bedeutend zu sein, als die hier zu Grunde gelegten Zahlen der 1sten Tabelle auf Seite 301 angeben, und alsdann fallen die Ergebnisse mehr zu Gunsten der vollkommenen Verbrennung aus, wenn auch nicht so viel mehr, dass die weniger vollkommene Verbrennung vortheilhafter zu sein aufhörte.

Folgender genauerer Vergleich des Kostenaufwandes für vollkommene mit demjenigen für weniger vollkommene Verbrennung möge hierüber näheren Aufschluss geben.

Wie schon auf Seite 199 auseinandergesetzt wurde, muss ein gewisser, jährlicher Erwärmungseffect, d. h. das Uebertragen einer Wärmemenge $\mathfrak{St} . W$ pro Jahr an einen zu erwärmenden Körper als hervorgebracht betrachtet werden:

1stens durch die Kosten für das dazu erforderliche Brennmaterialquantum,

2tens durch die Zinsen des Anlagecapitales der Feuerungsanlage,

3tens durch Betriebskosten, die ausser den Brennmaterialkosten nöthig werden.

Die Summe dieser Kosten wird zum Minimum, wenn die Feuerungsanlage den auf Seite 198 besprochenen, vortheilhaftesten Wirkungsgrad erhält. Diesen vortheilhaftesten Wirkungsgrad wird man daher sowohl für vollkommene, als weniger vollkommene Verbrennung herbeizuführen suchen, und wird demnach zugeben, dass ein Kostenvergleich jener beiden Verbrennungsarten nur dann richtig angestellt ist, wenn in beiden Fällen das Vorhandensein dieser vortheilhaftesten Wirkungsgrade vorausgesetzt wurde. Bezeichnet nun:

η_v den vortheilhaftesten Wirkungsgrad für vollkommene Verbrennung,
η_u denjenigen für weniger vollkommene Verbrennung,
F_v die für vollkommene Verbrennung erforderliche Heizfläche,
F_u die für weniger vollkommene Verbrennung erforderliche Heizfläche,
$\mathfrak{K}_v$ den jährlichen Gesammt-Kostenaufwand für vollkommene Verbrennung,
$\mathfrak{K}_u$ denjenigen für weniger vollkommene Verbrennung,

und gelten die auf Seite 201 benutzten Zeichen mit gleichen oder analogen Bedeutungen auch hier, so ist zu Hervorbringung der stündlichen Wärmemenge W:

$$\mathfrak{K}_v = \mathfrak{St} . \mathfrak{k}_1 \frac{W}{\eta_v \, k} + \frac{\mathfrak{p}}{100} \left[C_v + \mathfrak{k} \, \mu \, \lambda \, \varepsilon \, F_v \right] + C'_v$$

und

$$\mathfrak{K}_u = \mathfrak{St}.\,\mathfrak{k}_1 \frac{W}{\eta_u\, \eta_1\, k} + \frac{\mathfrak{p}}{100}\left[C_u + \mathfrak{k}\,\mu\,\lambda\,\varepsilon\, F_u\right] + C'_u$$

Wird ein Nichtstromapparat ohne directe Heizfläche in Rechnung gezogen, so ergiebt sich:

$$\mathfrak{K}_v = \mathfrak{St}.\,\mathfrak{k}_1 \frac{W}{\eta_v\, k} + \frac{\mathfrak{p}}{100}\left[C_v + \mathfrak{k}\,\mu\,\lambda\,\varepsilon \frac{W}{\eta_v\, T_0} \times \ln t \left\{\frac{T_0 - t_1}{T_0 - t_1 - \eta_v\, T_0}\right\}\right] + C'_v;$$

$$\mathfrak{K}_u = \mathfrak{St}.\,\mathfrak{k}_1 \frac{W}{\eta_u\, \eta_1\, k} + \frac{\mathfrak{p}}{100}\left[C_u + \mathfrak{k}\,\mu\,\lambda\,\varepsilon \frac{W}{\eta_u\, T'_0} \times \ln t \left\{\frac{T'_0 - t_1}{T'_0 - t_1 - \eta_u\, T'_0}\right\}\right] + C'_u$$

und hierin möge nun, da eine allgemein gültige Entscheidung in Rede stehender Frage abgegrenzter als durch diese Formel nicht möglich ist, beispielsweise angenommen werden:

$\mathfrak{St} = 300\,.\,20 = 6000$ $\qquad \mathfrak{k}_1 = \frac{1}{160}$

$\mathfrak{k} = 0{,}2$ $\qquad \mathfrak{p} = 20$ $\qquad k = 7000$

$\eta_1 = 0{,}71$ $\qquad \eta_1\, k = 5000$ $\qquad A = 11$

$w = 23$ [Heizfläche aus Eisenblech; Wärmeübergang von Gas in Wasser (Seite 80)]

$\mu = 7800$ (Eisenblech) $\qquad \lambda = 0{,}005$ Meter

$\varepsilon = 2$ $\qquad t_1 = 100;$

für weniger vollkommene Verbrennung sei $n = 1$, für vollkommene $n = 3$.

Alsdann werden zunächst die vortheilhaftesten Wirkungsgrade nach Gleichung 171, wegen

$$T_0 = \frac{k}{n\,A\,\sigma} = 850 \text{ und } T'_0 = \frac{\eta_1\, k}{A\,\sigma} = 1818:$$

$$\frac{\eta_v\, 850}{850 - 100 - \eta_v\, 850} - \ln t \left\{\frac{850 - 100}{850 - 100 - \eta_v\, 850}\right\} = 36{,}3$$

und

$$\frac{\eta_u\,.\,1818}{1818 - 100 - \eta_u\, 1818} - \ln t \left\{\frac{1818 - 100}{1818 - 100 - \eta_u\, 1818}\right\} = 109;$$

also

$$\eta_v = 0{,}86 \qquad \eta_u = 0{,}94$$

Hiermit ergiebt sich:

$$\mathfrak{K}_v = 0{,}0063\,.\,W + \frac{20}{100}\left[C_v + 0{,}034\,.\,W\right] + C'_v,$$

$$\mathfrak{K}_u = 0{,}0081\,.\,W + \frac{20}{100}\left[C_u + 0{,}0204\,.\,W\right] + C'_u$$

Wird nun angenommen, dass der rauchverzehrende Apparat oder die, vollkommene Verbrennung bewirkende Vorrichtung nicht theurer herzustellen sei, als der Heerd von gewöhnlicher Construction, und dass er auch für Wartung und Unterhaltung keine Kostenvermehrung nöthig mache, so stellt sich dennoch zu Gunsten der weniger vollkommenen Verbrennung eine jährliche Ersparung von

$$\mathfrak{K}_v - \mathfrak{K}_u = [0{,}0063 + 0{,}0068 - 0{,}0081 - 0{,}004]\, W = 0{,}001\ W$$

heraus, also wenn W = 160000 gesetzt wird, was einer Dampfmaschinen-Leistung von ungefähr 20 Pferdekraft entspricht, eine jährliche Ersparung von

$$\mathfrak{K}_v - \mathfrak{K}_u = 160 \text{ Thlr.}$$

Wird unter denselben Annahmen n = 2, also vorausgesetzt, dass vollkommene Verbrennung schon mit dem doppelt theoretischen Luftquantum zu bewirken sei, so ergiebt sich

$$T_0 = 1280;$$

$$\frac{\eta_v\, 1280}{1280 - 100 - \eta_v\, 1280} - \text{lnt}\left\{\frac{1280 - 100}{1280 - 100 - \eta_v\, 1280}\right\} = 54;$$

$$\eta_v = 0{,}91;$$

$$\mathfrak{K}_v = 0{,}0059 \,.\, W + \frac{20}{100}\left[C_v + 0{,}025 \,.\, W\right] + C'_v.$$

Die Resultate für weniger vollkommene Verbrennung bleiben unverändert dieselben. Unter den eben gestellten Voraussetzungen, dass $C_v = C_u$ und $C'_v = C'_u$ anzunehmen sei, ergiebt sich daher

$$\mathfrak{K}_v - \mathfrak{K}_u = [0{,}0059 + 0{,}005 - 0{,}0081 - 0{,}004]\, W = -0{,}0012 \,.\, W$$

und wenn, wie früher, W = 160000 ist, zu Gunsten der vollkommenen Verbrennung eine jährliche Ersparung von

$$\mathfrak{K}_u - \mathfrak{K}_v = 192 \text{ Thlr.}$$

Da nun aber ein rauchverzehrender, oder vollkommene Verbrennung bewirkender Apparat immer kostspieliger ist, als eine gewöhnliche Feuerung, da ferner bei vollkommener Verbrennung die Feuercanäle grösser und kostspieliger ausfallen und endlich auch die Kosten für die Gewichtseinheit der Heizflächenvermehrung meistens grösser, als hier angenommen wurde, sich herausstellen: so nöthigen diese Untersuchungen den dem auf Seite 309 gezogenen Conclusum beizufügenden Schluss auf, dass selbst dann kein öconomischer Vortheil zu Gunsten der vollkommenen Verbrennung erwartet werden darf, wenn die Feuerungsanlage, resp. die Heizfläche, ganz besonders für vollkommene Verbrennung eingerichtet wird, vorausgesetzt, die vollkommene Verbrennung beanspruche mehr als den doppelt theoretischen Ueberschuss an Luft und die weniger vollkommene Verbrennung gewähre schon bei einfach

theoretischem Luftquantum einen Wirkungsgrad des Feuerraumes von 0,71. —

Sollte es daher, so wird man umgekehrt schliessen, nicht möglich sein, einen rauchverhütenden Apparat von solcher Vorzüglichkeit zu erfinden, dass er mit weniger als dem doppelt theoretischen Luftquantum seinen Zweck erfüllt, so wird man aus öconomischen Gründen immer besser thun, mit der weniger vollkommenen Verbrennung sich zu begnügen. Hierzu reicht aber, wenn die Dimensionen der Feuerungsanlage angemessene sind und die Wartung einigermaassen sorgfältig ist, ein Heerd von gewöhnlicher Construction, oder besser ein Treppenrost vollkommen aus, da mit ihm, wie aus den, der Erfahrung entnommenen, auf Seite 296 angeführten Thatsachen zu ersehen ist, ein Wirkungsgrad von über 0,7 selbst in den häufigeren Fällen erreicht werden kann.

Die angemessensten Grössenverhältnisse des Feuerraumes können nun folgendermaassen bestimmt werden.

Grösse des Rostes. — Wenn die Dimensionen einer Feuerungsanlage berechnet werden sollen, so muss mit der Formel

$$M = \frac{W}{\eta_t \, \eta_1 \, k}$$

die pro Stunde* aufzuwendende Brennmaterialmenge und hieraus die Rostoberfläche durch:

$$R = \frac{M}{m} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 199$$

bestimmt werden; es fragt sich daher, wie gross die pro □ Meter zu verbrennende Menge m anzunehmen ist.

Zu wiederholten Malen wurde angegeben, dass in der Praxis sich herausgestellt habe, es könne im Allgemeinen für Steinkohlen

$$m = 20 \text{ bis } m = 150$$

gesetzt werden, und demnach beschränkt sich die Frage darauf, welcher Werth innerhalb dieser Grenzen als der zweckmässigste anzusehen sei.

Wählt man m gross, so wird der Gesammtwiderstand im Brennmaterial bedeutender und demnach der zu erbauende Schornstein höher, als bei gegentheiliger Wahl; man wird daher aus diesem Grunde m möglichst klein annehmen. Ferner spricht für ein kleines m der Umstand, dass alsdann, wie aus dem Späteren klarer ersichtlich ist, nicht so häufig geschürt zu werden braucht, um die vortheilhafteste Schichthöhe constant zu erhalten. Aber bei dieser Wahl kann unter Umständen der Uebelstand veranlasst werden, dass die Bedienung als eine mühsame und für günstige Verbrennung unvortheilhafte sich herausstellt, indem nämlich, wenn die Länge des Rostes ein gewisses Maass überschreitet, je nach Umständen 1 bis 2 Meter, der hintere Theil des Feuerraumes

nicht oder nur unbequem in ordnungsmässigem Zustand zu erhalten ist. Daher erscheint es am zweckmässigsten, zunächst die totale Rostoberfläche unter Berücksichtigung genannten Maasses durch Construction zu bestimmen und dann zu untersuchen, ob der dieser Rostoberfläche entsprechende Werth für m einerseits in den oben genannten Grenzen liegt, andererseits nicht einen zu starken Brennmaterialwiderstand und demnach einen zu hohen Schornstein bedingt. Ueberschreitet der erhaltene Werth für m die untere Grenze, so wird der Rost kleiner hergestellt, im entgegenstehenden Falle grösser, und wenn trotzdem der Schornstein zu hoch ausfallen sollte, werden die Feuercanäle um ein Entsprechendes weiter angenommen. Dabei wählt man die Breite des Rostes so gross, als es im gegebenen Sonderfalle möglich oder wegen sonstiger Umstände zweckmässig ist.

Könnte also beispielsweise die Breite des Rostes 0,9 Meter betragen, erschiene die Länge am zweckmässigsten zu 1,5 Meter und wäre eine Steinkohlenmenge von 100 Kilogr. pro Stunde zu verbrennen, so erhielte man $m = \frac{M}{R} = 74$ Kilogr., also einen passenden Werth, wären dagegen nur 25 Kilogr. zu verbrennen, so würde $m = 18,5$, also unter 20 gelegen, und daher die Länge des Rostes zu verringern; und wären endlich 250 Kilogr. zu verbrennen, so würde zunächst $m = 185$ und daher die Länge um so viel zu vermehren, dass $m = 150$ sich herausstellte, wodurch allerdings die Verbrennung etwas ungünstiger ausfiele. Sollte bei diesen Werthen die Schornsteinhöhe sehr gering werden, so darf man den Rost noch verkleinern, und würde im entgegengesetzten Falle durch Erweiterung der Feuercanäle Abhülfe bewirken.

Um noch die erforderlichen Ergänzungen für andere Brennmaterialien beizufügen, ist zu beachten, dass Erfahrungsregeln vorschreiben, für Holz und Torf den Gesammtrost $\frac{2}{3}$ so gross herzustellen, als er zu Erreichung desselben Erwärmungszweckes für Steinkohlen sein müsste. Sind daher R_1, M_1 und m_1 mit den oben verwendeten Bezeichnungen correspondirend, so ergiebt sich

$$R_1 = \tfrac{2}{3} R = \tfrac{2}{3} \frac{M}{m},$$

und da $W = \eta_t \eta_1 k M = \eta_t \eta_1 k_1 M_1$, also, wegen $k_1 =$ circa $\frac{1}{2} k$, $M = \frac{1}{2} M_1$ ist:

$$R_1 = \tfrac{1}{3} \frac{M_1}{m}$$

und

$$m_1 = \frac{M_1}{R_1} = 3\,m = 3.20 \text{ bis } 3.150$$
$$= 60 \text{ bis } 450 \text{ Kilogr.}$$

Mit Hinzunahme analoger Werthe für Kok und Braunkohle ist also zu setzen:

für Holz und Torf	m =	60	bis	450	Kilogr.
„ Braunkohle	m =	40	„	300	„
„ Steinkohle	m =	20	„	150	„
„ Kok und Holzkohle	m =	20	„	150	„

Grösse der freien Rostoberfläche. — Ihr besonderer Werth ist von nicht so bedeutender Wichtigkeit, als man wohl anzunehmen pflegt. Die Argumentation, dass sie gleichen Querschnitt mit den Feuercanälen haben müsse, weil durch sie eine ebenso grosse Gasmenge ströme, als durch jenen Querschnitt, ist natürlich unrichtig und bedarf nach unsern früheren Untersuchungen keines Gegenbeweises mehr. Denkt man sich die Roststäbe gänzlich entfernt, so dass nur freie Rostoberfläche vorhanden, so wird dadurch der Luftzutritt nicht etwa zu übermässig, sondern kann, einen starkwirkenden Schornstein vorausgesetzt, mit Hülfe des Registers auf jedes beliebige Maass jeder Zeit zurückgedrängt werden.

Nur der Umstand, dass bei zu bedeutender Grösse Brennmaterialstücken ungenützt durchfallen und dass bei zu geringer Grösse der Widerstand für die durchströmende Luft allzu bedeutend, der Zutritt der Luft zu den auf der Oberfläche eines Roststabes liegenden Brennmaterialtheilen erschwert und die freie Rostoberfläche durch Schlacken leichter verstopft wird, ist hier maassgebend. Hierüber aber kann begreiflicher Weise allein die Praxis entscheiden.

Sie bestimmt die freie Rostfläche, also die Summe der Zwischenräume zwischen den Roststäben:

für Holz und Torf	zu $\frac{1}{7}$	bis	$\frac{1}{4}$	
„ Steinkohle	„ $\frac{1}{4}$	„	$\frac{1}{3}$	
„ Kok und Holzkohle	„ $\frac{1}{3}$	„	$\frac{1}{2}$	

der totalen Rostoberfläche. Dieses Maass würde auch insofern ein angemessenes sein, als es mit der Grösse der Zwischenräume zwischen den Brennmaterialstücken wenigstens für Steinkohlen und Koks übereinstimmt und dadurch den Vortheil gewährt, dass der Widerstand, welcher durch den Uebertritt der Luft von der freien Rostoberfläche in die Brennmaterialzwischenräume entsteht, zu einem kleinsten wird; es beträgt nämlich (Seite 157) die Summe der Zwischenräume zwischen den Steinkohlen im Mittel $z\,a^2 = \frac{1}{\sqrt{12}} = \frac{1}{3{,}46}$ von der gesammten Oberfläche desselben.

Dicke der Brennmaterialschicht. — Wenn das Brennmaterial in sehr dünner Schicht auf dem Roste ausgebreitet wird, so ist es nicht möglich, die Zugwirkung des Schornsteines so zu reguliren, dass nicht

bei günstiger Verbrennung zu viel Luft in die Feuerungsanlage trete und dadurch, wie bei der Rauchverzehrungsfrage specieller nachgewiesen wurde, der Effect geschwächt werde. Wenn umgekehrt die Schicht sehr dick angeordnet wird, so entsteht in den mittleren Theilen derselben Kohlensäure, in den oberen aber wieder aus dieser Kohlensäure Kohlenoxyd, weil über oder durch glühende Kohlen geleitet CO_2 einen Antheil C aufnimmt und in CO sich zurückverwandelt, und daher findet auch hierdurch ein Effectverlust statt. Ein gewisses Maass der Schichthöhe wird also als am günstigsten sich herausstellen. Aber dieses Maass kann, selbst eine ganz bestimmte Brennmaterialsorte vorausgesetzt, nicht für alle Fälle constant sein, sondern muss mit der Brennmaterialmenge variiren, die pro Zeiteinheit auf der Rostflächen-Einheit verbrennt. Werden nämlich beispielsweise 150 Kilogr. Kohlen pro □ Meter consumirt, so müssen 150 . 20 Kilogr. Luft, werden 20 Kilogr. consumirt, nur 20 . 20 Kilogr. Luft durch jedes □ Meter strömen. Im ersten Falle muss daher die Geschwindigkeit der Luft bedeutender sein, als im zweiten und, wenn in beiden Fällen die Brennmaterialschicht dieselbe Höhe hat, im ersten Falle die Berührungszeit der Luft mit dem Brennmaterial kleiner ausfallen, als im zweiten.

Nun ist aber zu vermuthen, dass eine günstige Verbrennung nur bei einem bestimmten Maasse dieser Berührungszeit bewirkt wird, und daher würden die Schichthöhen nach diesem Maasse zu bestimmen sein. Zu dem Ende schliesse ich mich der Hypothese Redtenbacher's an und setze jene Berührungszeit in allen Fällen constant voraus.

Alsdann bestimmt sich die Schichthöhe durch folgende Rechnung. Bezeichnet

$\mathfrak{z}$ die genannte Berührungszeit der Luft mit dem Brennmaterial,
v die Geschwindigkeit der Luft in den Zwischenräumen des Brennmaterials,
$z a^2 R$ den mittleren Querschnitt dieser Zwischenräume (Seite 155)
2δ die Länge der im Brennmaterial gedachten Canäle (Seite 155),

so wird wegen $2\delta = v\,\mathfrak{z}$ und zufolge Gleichung 151:

$$\delta = \frac{n A M (1 + \alpha t_2)}{4000 . z a^2 R} . \frac{\mathfrak{z}}{2} = \frac{n A m (1 + \alpha t_2)}{4000 . z a^2} . \frac{\mathfrak{z}}{2}$$

Analog hiermit:

$$\delta' = \frac{n' A' m' (1 + \alpha t'_2)}{4000 (z a^2)'} \frac{\mathfrak{z}'}{2}$$

und da $\mathfrak{z}' = \mathfrak{z}$ sein soll:

$$\delta = \frac{n A m (1 + \alpha t_2) (z a^2)'}{n' A' m' (1 + \alpha t'_2) (z a^2)} \delta' \quad \ldots \ldots \ldots 200$$

Ist daher der Quotient

$$\frac{\delta' (z a^2)'}{n' A' m' (1 + \alpha t'_2)} = \varepsilon$$

durch das Experiment ermittelt, so kann die in jedem besondern Falle vortheilhafteste Schichthöhe berechnet werden durch:

$$\delta = \varepsilon \frac{nAm\,(1 + \alpha\, t_2)}{z\, a^2}.$$

Den Hartig'schen Versuchen entnehme ich als Mittelwerthe aus den Fällen einer günstigen Verbrennung:

$$(z\,a^2)' = 0{,}3; \quad \delta' = 0{,}14; \quad m' = 75$$
$$(1+\alpha t'_2) = 3; \quad n' A' = 15;$$

und finde hiermit für Steinkohle

$$\varepsilon = \frac{1}{80000}.$$

Wird angenähert angenommen, dass $n_1 A_1$, $(1 + \alpha\, t_2)$ und $z\, a^2$ in allen Fällen für Steinkohle constant seien, so ergiebt sich aus Gleichung 200 einfach

$$\delta = \frac{m}{m'}\,\delta'$$

und mit den aus genannten Versuchen entnommenen Werthen:

$$\delta = 0{,}002\; m \; \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \; 201$$

Hiernach wird die Schichthöhe für ein Consum von 20 Kilogr. Kohlen pro □ Meter und Stunde $= 0{,}04$ und für ein Consum von 150 Kilogr. $= 0{,}3$.

Unter den wegen ihrer Leistung renommirten Dampfkesseln von Cornwallis wurden bei einer Schichthöhe von 0,08 Metern 39 Kilogr. Kohlen pro □ Meter und Stunde verbrannt; in der That ergiebt sich mit obiger Formel $\delta = 0{,}078$.

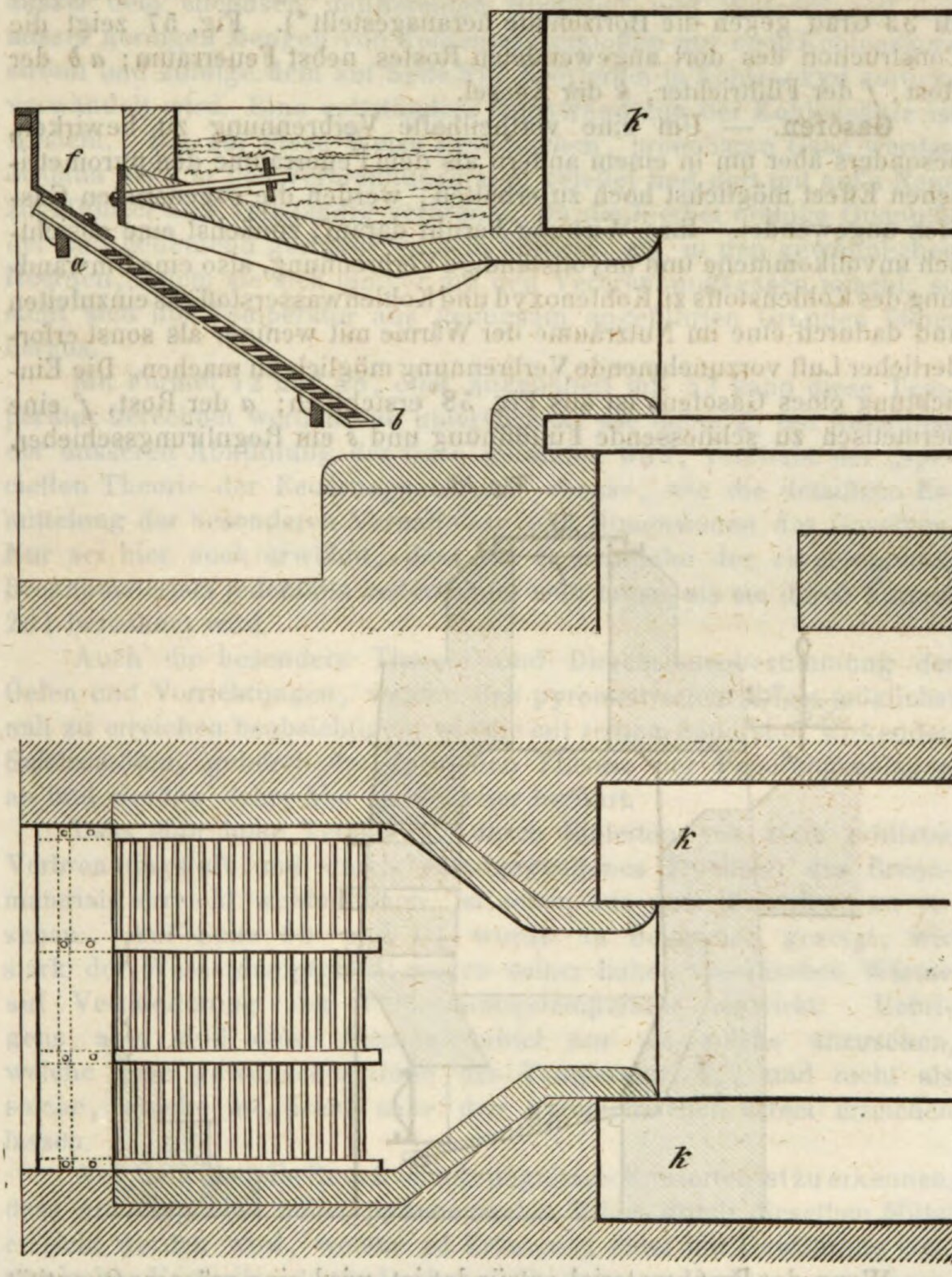
Die angenäherte Formel 201 wird man um so mehr nur anwenden, da auf die Dimensionen der Feuerungsanlage geringe Abweichungen vom wahren Werthe δ von nicht erheblichem Einflusse sind und daher nach erfolgter Erbauung die günstigste Grösse von δ ausprobirt werden kann.

Für die übrigen Brennmaterialien fehlen die erforderlichen experimentellen Unterlagen, weshalb man sich mit den auf Seite 168 angegebenen Mittelwerthen begnügen muss, dabei aber aus den hier angestellten Betrachtungen zu folgernde Modificationen vornehmen kann.

Treppenrost. — Wie schon früher erwähnt, wird von dem Treppenroste der auf Brennmaterialersparniss sehr einflussreiche und besonders bei klein gestückten Sorten fühlbare Uebelstand vermieden, dass Brennmaterialtheile ungenutzt hindurchfallen. Da es nun ferner ohne diesen Uebelstand zu steigern möglich ist, die Zwischenräume zwischen den einzelnen Roststäben, also die freie Rostoberfläche viel grösser herzustellen, als bei dem gewöhnlichen Roste, und hierdurch insofern eine günstigere Verbrennung zu erzielen, als die Luft gleichzeitig an eine

grössere Summe von Brennmaterialtheilchen gelangen kann, so empfiehlt sich der Treppenrost um so mehr, da endlich auch die Anschaffungs-

Fig. 57.



kosten für denselben geringer, oder doch nicht bedeutender ausfallen, als für den Rost von gewöhnlicher Construction.

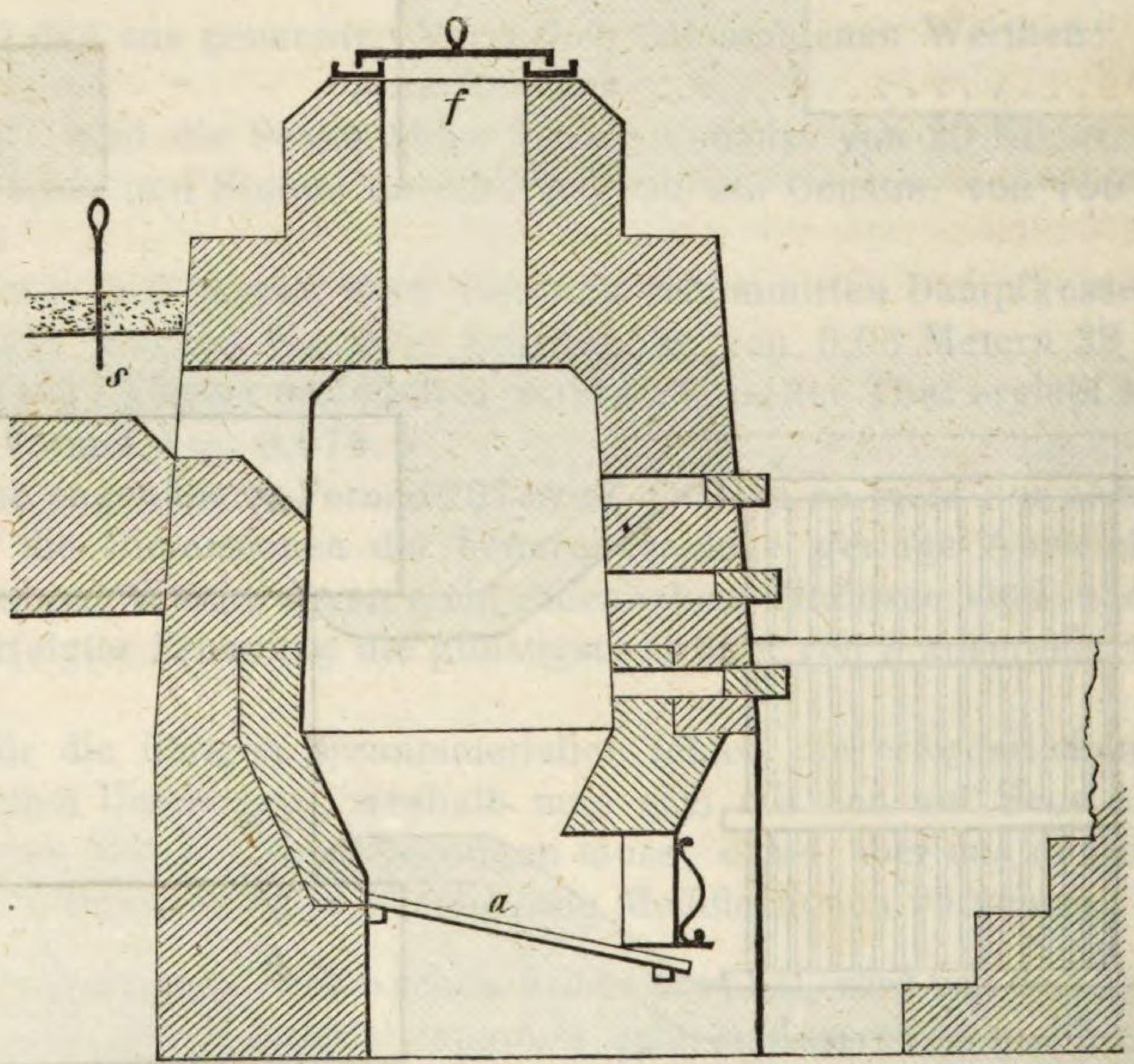
Die Grösse der gesammten Oberfläche des Treppenrostes ist innerhalb der beim gewöhnl chen Roste angegebenen Grenzen mit derselben

freien Willkür zu wählen, wie bei diesem, die Dicke der Brennmaterialschicht aber wird zweckmässiger etwas grösser zu nehmen sein.

Ein hauptsächliches Constructionselement ist die Neigung des Rostes. Sie hat sich bei den in Saarbrücken angestellten Versuchen zu 33 Grad gegen die Horizontale herausgestellt*). Fig. 57 zeigt die Construction des dort angewendeten Rostes nebst Feuerraum; *a b* der Rost, *f* der Fülltrichter, *k* der Kessel.

Gasöfen. — Um eine vortheilhafte Verbrennung zu bewirken, besonders aber um in einem andern als dem Feuerraume den pyrometrischen Effect möglichst hoch zu erhalten, werden die sogenannten Gasöfen angewendet. Ihre Wirkung beruht darauf, zunächst eine absichtlich unvollkommene und unvollständige Verbrennung, also eine Umwandlung des Kohlenstoffs zu Kohlenoxyd und Kohlenwasserstoffgas einzuleiten und dadurch eine im Nutzraume der Wärme mit weniger als sonst erforderlicher Luft vorzunehmende Verbrennung möglich zu machen. Die Einrichtung eines Gasofens ist aus Fig. 58 ersichtlich; *a* der Rost, *f* eine hermetisch zu schliessende Füllöffnung und *s* ein Regulirungsschieber.

Fig. 58.



Wenn das Brennmaterial entzündet ist, wird eine grössere Quantität durch *f* nachgeschüttet, so dass eine bedeutende Schichthöhe sich bildet.

*) Anweisung zum Bau von Treppenrosten für die Feuerung der Dampfkessel, Saarbrücken 1860.

Die in verhältnissmässig geringen Mengen zugelassene Verbrennungsluft ist schon in der Mitte dieser Schicht mit dem Kohlenstoff zu Kohlensäure vereinigt, so dass durch die oberen Theile der Schicht ausser dem chemisch indifferenten Stickstoff und Wasserdampf und ausser geringen Mengen von Kohlenwasserstoffen nur noch Kohlensäure strömt und zufolge dem auf Seite 317 Erörterten in Kohlenoxyd zurückverwandelt wird. Eine vollständige Rückwandlung der Kohlensäure ist Absicht. Die auf diese Weise gewonnenen, brennbaren Gase werden alsdann bei *s* in den Verbrennungsraum geleitet und dort mit auf's Neue zugeführter Luft vollständig verbrannt. Da die hierbei nöthige Quantität der Luft bedeutend geringer zu sein braucht, als in den gewöhnlichen Heerden, indem sie sich inniger mit den Verbrennungsgasen mischt, so stellt sich die Temperatur aus genugsam angeführten Gründen höher heraus.

Mit Formel 42 und 48, oder angenähert mit 52 kann diese Temperatur berechnet werden; zu unterweisen, wie dabei $\mathfrak{T}_1$ mit Kenntniss der äusseren Abkühlung der Gase gefunden wird, verbleibt der „speciellen Theorie der Feuerungsanlagen" ebenso, wie die detaillirte Ermittelung der besonderen Verhältnisse und Dimensionen des Gasofens. Nur sei hier noch erwähnt, dass die Schichthöhe des eingetragenen Brennnmaterials jedenfalls bedeutender sein muss, als sie durch Formel 201 berechnet wird.

Auch die besondere Theorie und Dimensionenbestimmung der Oefen und Vorrichtungen, welche den pyrometrischen Effect möglichst nah zu erreichen beabsichtigen, wie die mit reinem Sauerstoff wirkenden Sefstromöfen, gehören der speciellen Theorie der Feuerungsanlagen an und werden daher hier nicht weiter berührt.

Dass eine hohe Temperatur durch Einleiten von stark erhitzter Verbrennungsluft und durch vorangegangenes Trocknen des Brennmaterials erreicht werden kann, ist schon aus dem Bisherigen zu ersehen. Auf Seite 60 und 61 wurde an Beispielen gezeigt, wie stark der Wasserdampfgehalt wegen seiner hohen specifischen Wärme auf Verminderung der Verbrennungstemperatur einwirkt. Uebrigens aber sind diese Auskunftsmittel nur als solche anzusehen, welche eine gewünschte Höhe der Temperatur T_0, und nicht als solche, welche möglichst nahe den pyrometrischen Effect erreichen lassen.

Aus dem über die Rauchverzehrungsfrage Erörterten ist zu erkennen, dass ein möglichst hoher pyrometrischer Effect durch dieselben Mittel erreicht werden wird, welche zu Erlangung einer mit Gewährung öconomischer Vortheile stattfindenden vollkommenen Verbrennung führen, oder umgekehrt, dass die dem ersten Zwecke günstigen Mittel auch den letzten erreichen lassen werden. Demnach muss dem im Ausgange dieses Capitels Erörterten, der höchste pyrometrische Effect sei nur bei Hinzutritt einer Minimal-Luftmenge, der höchste calorimetrische

dagegen bei Hinzutritt jeder beliebigen Luftquantität zu erreichen, noch der Zusatz beigefügt werden, dass auch der calorimetrische Effect unter der Bedingung einer Minimal-Luftmenge angestrebt werden müsse, sofern die Wärmeausnutzung eine öconomische sein solle, dass es also in jedem Falle, man möge eine möglichst hohe Temperatur im Feuerraume haben wollen oder nicht, zweckmässig sei, den möglichst hohen pyrometrischen Effect herbeizuführen.

Vergleich der entwickelten Theorie mit dem Experimente.

Kritik älterer Theorieen.

Experimentelle Untersuchungen an Feuerungsanlagen sind leider in nur sehr beschränktem Umfange angestellt worden. Zwar wurden und werden noch jetzt gar nicht selten Erfahrungsresultate und der Erfahrung entnommene Constructionsregeln veröffentlicht, aber welchen Werth die meisten derselben haben, darüber klärt man sich sofort durch nur flüchtige Blicke in die Art und Weise auf, wie sie gewonnen wurden, darüber hat man schon ein anticipirtes Urtheil, wenn man aus gründlicherem Studium weiss, dass weder durch blosse Beobachtung der Gesammtheit einer Feuerungsanlage noch durch Beobachtung eines einzelnen Theiles derselben gehaltreiche Erfahrungen gewonnen werden können. Eine Feuerungsanlage ist ein viel zu complicirter Apparat, als dass man ohne genaue quantitative Bestimmung aller an derselben sich geltend machenden Vorgänge herausprobiren könnte, welcher Einfluss von den einzelnen Theilen auf den Gesammteffect geäussert wird. Schon bei Besprechung der Heizfläche wurde darauf hingewiesen, wie nutzlos z. B. die so häufig angestellten Beobachtungen sind, dass mit derselben pro Gewichtseinheit Steinkohle, oder Holz so und so viel Gewichtseinheiten Wasser verdampft, oder bis auf einen gewissen Temperaturgrad erwärmt seien, wenn nicht gleichzeitig die Heizkraft des Brennmaterials, welche für Steinkohlen zwischen 3000 bis 8000 schwankt, die Luftmenge, welche bei der Verbrennung eintrat, die Grösse der Heizfläche, die Heizflächen-Kategorie etc. angegeben wird. Noch mehr aber sind die Beobachtungen ohne Nutzen, welche zu Ermittelung der vortheilhaftesten Rostgrösse oder Querschnittsgrösse der Züge

dadurch angestellt werden, dass man einfach und ohne sonstige Beobachtungen den Erwärmungs- und Verdampfungseffect misst, welcher mit verschieden dimensionirten Rosten, oder Zügen pro Gewichtseinheit erhalten wird. Das Resultat, welches man durch ein derartiges Verfahren gewinnt, würde höchstens für die Versuchsfeuerungsanlage passen, für eine andere aber, wenn auch von gleicher Constructionsart, gänzlich verkehrt sein können und durchaus nicht als Unterlage für allgemeingültige Urtheile und Regeln sich eignen. Zu welchen Verkehrtheiten solche, aus sogenannten Erfahrungen abgeleiteten Regeln und Ansichten führen, ist schon mehrfach in dieser Schrift durch Zahlen nachgewiesen worden.

Reellen Werth haben daher in dieser Beziehung nur Experimente und zwar solche, welche nicht nur mit kleinen Versuchsapparaten, sondern an grossen, den wirklich ausgeführten gleichconstruirten Feuerungsanlagen angestellt werden. Von derartigen Experimenten liegen mir aber nur drei vor, nämlich die schon erwähnten von Johnson, Brix und Hartig.

Dr. Brix führt auf Seite 30 seines mehrfach erwähnten Berichtes „über die Heizkraft der wichtigeren Brennstoffe Preussens“ folgende an seiner Versuchsfeuerungsanlage gewonnenen Beobachtungen an.

1stens. Die Grösse der Oeffnung des Zugschiebers hat im Allgemeinen bei weitem nicht den Einfluss, den man ihr gewöhnlich beimisst; man muss dieselbe schon sehr stark ändern, um eine merkliche Aenderung in der Menge der hindurchströmenden Luft herbeizuführen; bei lebhaftem Feuer scheint eine geringe Aenderung der Schieberöffnung ganz ohne Einfluss zu sein. Nur wenn die Oeffnung des Schiebers weniger als 6 Zoll beträgt, vermindert eine weitere Schliessung des Schiebers schnell die Luftmenge; ist derselbe aber über 12 Zoll gehoben, so bleibt eine weitere Vergrösserung der Oeffnung ganz erfolglos.

2tens. Wenn die Verbrennungsproducte nur die halbe Länge der Zugcanäle durchströmen, um in den Schornstein zu treten, so dringt etwa $\frac{1}{3}$ mehr Luft in die Feuerungsanlage, als wenn sie durch die ganze Länge sich bewegen, gleiche Stellung des Zugschiebers und gleiche Temperatur in der Esse vorausgesetzt. Es scheint hiernach, dass der Hauptwiderstand, den die Luft beim Durchgange durch den Apparat zu überwinden hat, in der Reibung an den Wänden der engen Röhrenzüge besteht. Wenn indessen lebhaftes Feuer auf dem Roste ist, so ist in Wirklichkeit die Vermehrung des Zuges durch Veränderung der Canallänge **weit beträchtlicher**, weil dann stets zugleich eine beträchtliche Erhöhung der Temperatur in der Esse eintritt.

3tens. Hinsichtlich der Abhängigkeit der zuströmenden Luftmenge von der Temperatur der entweichenden Gase, oder richtiger, von der Differenz dieser Temperatur und der der äussern Luft, scheint sich die

Theorie zu bestätigen; die Luftmenge ändert sich ziemlich im Verhältniss der Quadratwurzel aus dieser Differenz.

$4^{\text{tens.}}$ Durch einen auf dem Schornsteine angebrachten 12 Fuss hohen Blechaufsatz war die Zunahme der Zugwirkung geringer, als erwartet werden durfte; die Menge der zuströmenden Luft wuchs nur im Verhältnisse von 14 : 17.

$5^{\text{tens.}}$ Die Temperaturabnahme der Verbrennungsproducte vom Fusse bis an den Gipfel des Schornsteins war über alle Erwartung gross; sie betrug in allen Fällen ziemlich genau $\frac{1}{4}$ der unteren Temperatur. Ich beobachtete nämlich:

unten	97° R,	oben	74° R,	Differenz:	23° R.
„	105 „	„	81 „	„	24 „
„	105 „	„	78 „	„	27 „
„	110 „	„	82 „	„	28 „
„	178 „	„	127 „	„	51 „
„	200 „	„	151 „	„	49 „
„	120 „	„	93 „	„	27 „

Es ist hierbei jedoch zu beachten, dass das untere Thermometer wohl nicht genau die mittlere Temperatur der Gase in diesem Querschnitte des Essencanales angiebt. Dies Thermometer hatte ursprünglich die Bestimmung, die Temperatur zu messen, mit der die heissen Gase den Kessel verlassen, und seine Kugel befand sich daher in der Mitte des Gasstromes, der in den Schornstein eintritt. Etwas oberhalb breitet sich derselbe in den oberen Schornsteincanal aus und mischt sich mit den daselbst stagnirenden Gasen; seine Temperatur vermindert sich also. Man hätte daher die mittlere Temperatur eines 5 bis 6 Fuss höher liegenden Querschnittes mit der Temperatur an der Spitze der Esse vergleichen müssen, diese konnten wir jedoch nicht messen. Aber selbst wenn man diesen Umstand berücksichtigt, erscheint die beobachtete Temperatur-Differenz sehr auffallend.

$6^{\text{tens.}}$ Eine Verengung des Ausmündungs-Querschnitts vom Schornstein scheint beträchtliche Verminderungen der Zugwirkung nicht zu veranlassen, so lange gewisse Grenzen nicht überschritten werden. Als die Mündung der Esse, welche 256 □ Zoll = 0,177 □ Meter Inhalt hatte, durch eine dünne Platte bedeckt wurde, in der eine quadratische Oeffnung von nur 100 □ Zoll Inhalt ausgebrochen war, nahm die Menge der consumirten Luft keineswegs im Verhältniss von 256 : 100, sondern nur im Verhältniss von 100 : 70 ab.“ —

Es soll nun untersucht werden, bis zu welchem Grade unsere Theorie mit diesen Beobachtungsdaten einklingt. Zu bedauern ist indessen, dass zu Anstellung eines strengen Vergleiches ein sehr wesentliches Beobachtungselement fehlt, nämlich die Angabe des Luftquantums, welches durch die Feuerungsanlage pro Zeiteinheit strömte, oder des-

jenigen, welches pro Gewichtseinheit Brennmaterial eingeleitet werden musste.

Zwar hat Dr. Brix nicht verabsäumt, auch hierüber Versuche einzuleiten, indem er an mehreren Orten der Feuerungsanlage Anemometer (Woltmann'sche Flügel)*) aufstellte, aber da diese Instrumente nicht justirt waren, da das Verhältniss nicht angegeben war, in welchem ihre Umdrehungsgeschwindigkeit zu der Geschwindigkeit des sie bewegenden Gasstromes steht, so liefern sie über die Grösse der Zugwirkung leider nur relative Werthe.

Ist nun aber auch die pro Zeiteinheit einströmende Verbrennungsluftmenge nicht direct gegeben, so ist man doch im Stande aus den übrigen Beobachtungsdaten auf den wahrscheinlichen Werth derselben zu schliessen und zwar mit Hülfe folgenden Verfahrens.

Aus den Versuchsprotokollen des Herrn Dr. Brix sind folgende, mit den in unserer Schrift angewendeten Buchstaben bezeichneten Grössen zu entnehmen:

a. Seite 10, 44 und 249 seines Berichtes:

$Q = 0{,}177$	$q_5 = 0{,}177$	$\delta = 0{,}08$	$q_a = 0{,}2$
$A = 10{,}12$	$d_5 = 0{,}42$	$q_4 = \begin{cases} 0{,}28 \\ 0{,}09 \\ 0{,}177 \end{cases}$	$\mathfrak{T} = 16^0$
$M = 65$	$\mathfrak{T}_1 = 60^0$		$t_1 = 112^0$
$k = 7500$	$q_1 = 0{,}25$		$F = \begin{cases} 7 \\ 15 \\ 12 \end{cases} 34{,}5$ □ Met.
$T_1 = 150$	$d_1 = 0{,}5$	$d_4 = \begin{cases} 0{,}53 \\ 0{,}24 \\ 0{,}42 \end{cases}$	
$H_5 = 17$ Meter	$L_1 = 18$		
	$R = 1{,}18$		
		$L_4 = \begin{cases} 9 \\ 9 \\ 18 \end{cases} 36$	

Ferner ergab sich bei diesem auf Seite 249 notirten Versuche, wie auf Seite 45 (Columne: Procente von h_0) zu ersehen, ein Gesammtwirkungsgrad von 0,61, so dass zufolge unserer Bezeichnungen

$$\eta_t \, \eta_1 = 0{,}61$$

zu setzen sein würde.

Die Gestalt der Versuchs-Feuerungsanlage wird durch Tafel II veranschaulicht.

Die Verbrennungsluft trat nicht direct unter den Rost, sondern durch die Canäle 1,1 in die Feuerungsanlage, um in denselben, wie im Canale 2 vorgewärmt zu werden und dann theils durch den Rost, theils durch eine in der Feuerbrücke befindliche, mehr oder weniger zu schliessende Oeffnung einzuströmen.

Der Weg, den die Verbrennungsproducte nahmen, ist durch Pfeile und durch die Aufeinanderfolge von Nummern kenntlich gemacht.

*) Siehe Anhang.

Durch die Drehklappe *a* war die Möglichkeit geboten, die Verbrennungsproducte entweder in der von der Figur dargestellten Weise durch die Feuerungsanlage zu leiten, oder ihnen den directeren Weg von den gleichzeitig durchströmten Canälen 4 in den Fuchs 7 vorzuschreiben.

Die unter obigen Daten sich vorfindenden 3 Werthe für q_4, d_4 und L_4 haben die Bedeutung, dass der Canal 3 den Querschnitt $q_4 = 0,28$ □ Meter, den mittleren Durchmesser $d_4 = 0,53$ Meter und die Länge $L_4 = 9$ Meter, dass die Canäle 4,4 den Gesammtquerschnitt $q_4 = 0,09$, jeder einzelne den Durchmesser $d_4 = 0,24$ und die Länge $L_4 = 9$ Met. und dass ebenso die Canäle 5 und 6 die Querschnitte, Durchmesser und Längen von resp. 0,177, 0,42 und 18 haben. Eine Berücksichtigung dieser Verschiedenheiten in den Dimensionen des Gesammtcanales ist in diesem Falle geboten, weil dieselben abnorm bedeutend sind und es sich hier um genauere Untersuchung handelt. Der 4[te] bei L_4 notirte Werth giebt die Gesammtlänge an. In ähnlicher Weise gelten die 4 bei F angemerkten Werthe, nämlich der erste für die Heizfläche des Kesselbodens, der zweite für diejenige der Rauchröhren, der dritte für diejenige der beiden Seitencanäle und der hinter der Klammer befindliche für die Gesammtheizfläche, welche ausser der Summe der genannten einzelnen noch aus derjenigen der Vorder- und Hinterfläche besteht.

Um nun mit diesen Daten die pro Stunde eingeströmte Luftmenge oder, da die theoretische Menge AM gegeben ist, den Coefficienten n zu ermitteln, sei zunächst angenommen, dass eine Strahlung des Brennmaterials, oder ein Eindringen dieser strahlenden Wärme in den Kessel nicht stattgefunden hätte, in welchem Falle die Gleichungen (Seite 106, 96 und 93):

$$T_0 = \frac{\eta_1 k}{n A \sigma}$$

$$T_1 = (1 - \eta) T_0$$

$$F = \frac{nAM\sigma}{w} \ln t \left\{ \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1} \right\}$$

zur Anwendung kommen können, da die hier wirksame Heizfläche als eine Nichtstromheizfläche angesehen werden darf.

Aus diesen Gleichungen folgt:

$$n = \frac{w \, . \, F}{AM\sigma \left\{ \ln t \left[\frac{1}{n} \frac{\eta \eta_1 k}{A\sigma} + T_1 - t_1 \right] - \ln t \, [T_1 - t_1] \right\}}$$

und hieraus muss n durch Probiren gefunden werden. Nach Einführung der gegebenen numerischen Werthe wird zunächst, da $w = 23$ zu setzen ist (Seite 80):

$$n = \frac{23 \,.\, 34{,}5}{10{,}12 \,.\, 65 \,.\, 0{,}25 \left\{ \mathrm{lnt} \left[\frac{1}{n} \frac{0{,}61 \,.\, 7500}{10{,}12 \,.\, 0{,}25} + 150 - 112 \right] - \mathrm{lnt} [150 - 112] \right\}}$$

$$= \frac{4{,}755}{\mathrm{lnt} \left[\frac{1808}{n} + 38 \right] - 3{,}637}$$

und hieraus ergiebt sich:

$$n = 1{,}3$$

Schon aus der geringen Grösse dieses Werthes würde vermuthet werden müssen, dass die strahlende Wärme nicht vernachlässigt werden darf; berechnet man aber die Temperatur T_0, welche aus obiger Gleichung und wegen:

$$\frac{T_0 - T_1}{T_0} = \eta \text{ (Gleichung 94)}$$

zu:

$$T_0 = \eta \, T_0 + T_1 = \frac{\eta \, \eta_1 \, k}{n A \sigma} + T_1$$

und durch Einführung der hier gültigen Werthe zu 1617 sich ergiebt, so wird man, wegen enormer Höhe dieser Temperatur um so weniger annehmen, dass die strahlende Wärme unberücksichtigt bleiben dürfe.

Daher würden die Gleichungen 109 und 111 zur Anwendung kommen müssen, wenn nicht zu beachten wäre, dass in denselben η_1 als bekannt und T_1 als unbekannt vorausgesetzt ist, während hier das Umgekehrte stattfindet. Um die hierauf bezüglichen Umwandlungen vorzunehmen, schreibe man zunächst allgemein nach Gleichung 80:

$$F = \frac{n A M \sigma}{w} \, \mathrm{lnt} \left\{ \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1} \right\}$$

und führe hierin nach 109:

$$T_0 = \frac{\eta_1 \, k \, (1 - \omega)}{n A \sigma}$$

mit der Bemerkung ein, dass das unbekannte η_1 mit Hülfe der für den Wirkungsgrad auf Seite 95 gegebenen Definitionsgleichung bestimmt werden kann, indem man zufolge dieser Gleichung schreibt:

$$\eta_t = \frac{\eta_1 \, k - n A \sigma T_1}{\eta_1 \, k} \; \ldots\ldots\ldots\ldots \; 202$$

Es ist hiernach:

$$T_0 = \left(\frac{\eta_t \, \eta_1 \, k}{n A \sigma} + T_1 \right) (1 - \omega) \; \ldots\ldots\ldots \; 203$$

und daher:

$$F = \frac{n A M \sigma}{w} \left\{ \mathrm{lnt} \left[(1 - \omega) \left(\frac{\eta_t \, \eta_1 \, k}{n A \sigma} + T_1 \right) - t_1 \right] - \mathrm{lnt} \, [T_1 - t_1] \right\}$$

Hieraus folgt:

$$n = \frac{w\,F}{AM\sigma\left\{\text{lnt}\left[(1-\omega)\left(\frac{\eta_t\,\eta_1\,k}{nA\sigma}+T_1\right)-t_1\right]-\text{lnt}\,[T_1-t_1]\right\}} \quad \ldots 204$$

und nach Einführung der hier in Rede stehenden Beobachtungs-Werthe und $\omega = \frac{1}{4}$:

$$n = \frac{4{,}755}{\text{lnt}\,\frac{1356}{n} - 3{,}637}$$

Dieser Formel wird mit

$$n = 1{,}5$$

genügt, indem sie mit vorläufiger Annahme dieses Werthes das Resultat $n = 1{,}5004$ liefert, und daher würde anzunehmen sein, dass bei dem hier behandelten Brix'schen Versuche halbmal mehr, als die theoretisch erforderliche Luftmenge in die Versuchs-Feuerungsanlage eingeströmt sei.

Eine Controle-Rechnung liefert mit Gleichung 202:

$$\eta_1 = \frac{\eta_t\,\eta_1\,k + n\,A\,\sigma\,T_1}{k} = 0{,}686\,,$$

$$\eta_t = \frac{\eta_t\,\eta_1}{0{,}686} = 0{,}889\,;$$

mit Gleichung 125:

$$\eta = \frac{\eta_t - \omega}{1 - \omega} = 0{,}852$$

und mit Gleichung 96:

$$T_0 = \frac{T_1}{1-\eta} = 1014\,;$$

während Gleichung 203 direct

$$T_0 = 1016^0$$

giebt.

Mit diesen Werthen kann nunmehr zu der Untersuchung vorgeschritten werden, ob und in wie weit unsere Zugwirkungs-Theorie mit den Brix'schen Beobachtungsresultaten im Einklange ist. Zu diesem Zwecke werde zu ermitteln begonnen, ob die mit unsern Formeln berechnete Zugwirkung mit der hier experimentell aufgefundenen harmonirt, oder, was auf dasselbe hinausläuft, ob derjenige Werth für n, welcher aus unsern, für die Zugwirkung abgeleiteten Formeln mit Benutzung der Versuchsdaten sich ergiebt, mit dem oben gefundenen, also als experimentell anzusehenden:

$$n = 1{,}5$$

übereinstimmt.

Die Gleichung, welche zu Berechnung von n hier zur Anwendung kommen muss, findet sich am schnellsten aus Formel 154, wenn man darin V^2 durch Formel 151 ausdrückt und für nAM auflöst; dabei ist indessen zu beachten, dass dort allgemein als Mittelwerth der Factor $\left(\frac{nAM}{1000}\right)$ gesetzt, indem (Seite 165) $\gamma_0 \cdot 3600 = 4000$ angenommen wurde, während hier, wo sich's um genaue Prüfung des vorliegenden Falles handelt, $\gamma_0 = 1{,}299$ und daher jener Factor zu:

$$= \frac{nAM}{4600}$$

eingeführt werden muss. Es ergiebt sich alsdann:

$$n = \frac{1150}{AM} \times \sqrt{\frac{(T_1 - \mathfrak{T})\, H_5 + \mathfrak{C}}{\frac{(1+\alpha T_1)^2}{Q^2} + 0{,}025 \frac{1}{d_5} \frac{1}{q_5{}^2} (1+\alpha T_1)^3 H_5 + \mathfrak{A}_{\prime\prime} + b \frac{\delta}{R^2} + \mathfrak{B}_{\prime\prime}}} \quad \ldots 205$$

und nun würde zunächst zu ermitteln sein, welche Werthe die Grössen $\mathfrak{C}$, $\mathfrak{A}_{\prime\prime}$, $b\,\frac{\delta}{R^2}$ und $\mathfrak{B}_{\prime\prime}$ im vorliegenden Falle annehmen.

In Bezug auf (Seite 159):

$$\mathfrak{C} = (t_1 - \mathfrak{T})\, H_4 + \frac{\mathfrak{T}_0 - \mathfrak{T}}{B_1} \sin \nu_1 \left(1 - e^{-B_1 L_1}\right) + \frac{\sin \nu_4}{B_4} (T_0 - T_1)$$

ist zu bemerken, dass nach der Zeichnung (Tafel II)

$$H_4 = 1 \text{ Meter} \qquad \sin \nu_1 = 0$$

ist und $\sin \nu_4 = \frac{H_4}{L_4} = \frac{1}{36}$ gesetzt werden kann, dass ferner zufolge des oben berechneten Werthes für T_0 im Mittel (Seite 169):

$$B_4 = \frac{1}{L_4} \ln t \left\{\frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1}\right\} = \frac{1}{36} \ln t \left\{\frac{1016 - 112}{150 - 112}\right\} = 0{,}1$$

und demnach:

$$\mathfrak{C} = (112 - 16) + \frac{1}{3{,}6} (1016 - 150) = 476$$

wird.

In Bezug auf (Seite 166):

$$\mathfrak{A}_{\prime\prime} = \frac{1}{40} \left[\frac{1}{d_1} \frac{1}{q_1{}^2} (1 + \alpha \mathfrak{T}_1)^3 L_1 + \frac{1}{d_4} \frac{1}{q_4{}^2} (1 + \alpha t_2)^3 L_4\right],$$

welcher Ausdruck den Reibungswiderstand in dem Zuflusscanale und den Feuerzügen berechnet, ist hervorzuheben, dass in vorliegendem Falle 3 Längentheile der Feuerzüge zu unterscheiden sind, nämlich

(Tafel II) der untere Zug (3) von 9 Meter Länge, der durch die beiden Rauchröhren gebildete (4,4) und die von gleichem Querschnitte hergestellten Seitenzüge (5) und (6). Das Einführen eines mittleren Querschnittswerthes für alle 3 Theile würde hier zu ungenaue Werthe liefern. Trennt man nun diese Theile, so müssen auch die in ihnen herrschenden Temperaturen bestimmt und in Rechnung gezogen werden, was mit der Formel 145, nämlich:

$$T = t_1 + (T_0 - t_1)\, e^{-B_4 L}$$

geschehen kann, wo T die Temperatur an dem Orte der Canäle bedeutet, der um die Länge L vom Anfangspunkte derselben, also vom Feuerraume entfernt ist.

Hierbei ist zu berücksichtigen, dass auch B_4 in den 3 Längentheilen verschieden ist und zwar (Seite 169)

$$\text{für (1)}\ldots\text{zu } B_4' = \frac{w_4\, F'}{n\, A\, M\sigma\, .\, L_4''} = \frac{23\, .\, F'}{1{,}5\, .\, 10{,}12\, .\, 65\, .\, 0{,}25\, .\, L_4'}$$

$$= 0{,}09\, .\, \frac{7}{9} = 0{,}07$$

$$\text{für (4,4)}\ldots\text{ zu } B_4'' = 0{,}09\, .\, \frac{15}{9} = 0{,}148$$

$$\text{für (5,6)}\ldots\text{ zu } B_4''' = 0{,}09\, .\, \frac{12}{18} = 0{,}061$$

sich berechnet.

Hiermit erhält man

$$T' = 112 + (1016 - 112)\, e^{-0{,}07\, .\, 9} = 593^0$$

$$T'' = 112 + (593 - 112)\, e^{-0{,}148\, .\, 9} = 241^0$$

$$T''' = 112 + (241 - 112)\, e^{-0{,}061\, .\, 9} = 186^0$$

$$T_1 = 112 + (186 - 112)\, e^{-0{,}061\, .\, 9} = 154^0$$

wo T′, T″ etc. die in der Figur (Tafel II) eingeschriebenen Temperaturen bedeuten. Wenn T_1 nicht genau mit dem beobachteten Werthe 150 übereinstimmt, so ist eine etwas angenäherte Abrundung der in Rechnung gezogenen Grössen allein Schuld daran. Ferner findet sich hiernach:

$$\text{mittlere Temperatur im Canal (3)} = \frac{1016 + 593}{2} = 829$$

$$\text{„ „ „ „ (4)} = \frac{593 + 241}{2} = 417$$

$$\text{„ „ „ „ (5,6)} = \frac{241 + 154}{2} = 198$$

und demnach wird (Seite 330):

$$\mathfrak{A}_{,,} = \frac{1}{40}\left[\frac{1}{0,5}\left(\frac{1}{0,25}\right)^2 (1+\alpha 60)^3 18 + \frac{1}{0,53}\left(\frac{1}{0,28}\right)^2 (1+\alpha 820)^3 9 + \frac{1}{0,24}\left(\frac{1}{0,09}\right)^2 (1+\alpha 417)^3 9 + \frac{1}{0,42}\left(\frac{1}{0,177}\right)^2 18\right]$$

$$= \frac{1}{40}\left[576\,(1+\alpha\, 60)^3 + 216\,(1+\alpha 829)^3 + 4600\,(1+\alpha 417)^3 + 700\,(1+\alpha 198)^3\right]$$

$$= \frac{1}{40}\left[1040 + 13824 + 78200 + 3500\right] = 2164.-$$

In Bezug auf (Seite 166):

$$\mathfrak{B}_{,,} = \Sigma\,(1+\alpha\, t_n)^2\left(\frac{1}{q_n} - \frac{1}{q_m}\right)^2 + \Sigma\left(\frac{1}{\varphi} - 1\right)^2 \frac{1}{q_q^{\,2}}\,(1+\alpha\, t_q)^2 + \Sigma\,\zeta_a\,(1+\alpha\, t_a)^2\left(\frac{1}{q_a}\right)^2 + \Sigma\,\zeta_k\left(\frac{1}{q_k}\right)^2 (1+\alpha\, t_k)^2$$

ist zu bemerken, dass plötzliche Querschnittsänderungen nicht vorkommen, da auch hinter der Feuerbrücke ein allmählicher Uebergang des Canales stattfindet, sondern dass nur 3 plötzliche Doppel- und 2 einfache Richtungsänderungen von 90^0 Ablenkung vorhanden sind, für welche $\zeta_a = 1$ (Seite 139) und $q_a = 0,2$ gesetzt werden kann und die oben berechneten Temperaturen T', T'' etc. gelten. Es wird demnach:

$$\mathfrak{B}_{,,} = \zeta_a\left(\frac{1}{0,2}\right)^2 \times \left[(1+\alpha.593)^2 + (1+\alpha.241)^2 + (1+\alpha.186)^2 + 2\,(1+\alpha.154)^2\right] = 520$$

Ferner ist noch (Seite 168):

$$\frac{b\,\delta}{R^2} = \frac{330.0,08}{(1,18)^2}\left(1+\alpha\frac{1016}{2}\right)^3 = 480,$$

$$\frac{(1+\alpha\, T_1)^2}{Q^2} = 32\,(1+\alpha\,.\,150)^2 = 80,$$

$$\frac{1}{40}\,\frac{1}{d_5}\,\frac{1}{q_5}\,(1+\alpha T_1)^3\, H_5 = 130$$

und daher durch Einführen dieser Werthe in 205:

$$n = 1,77\sqrt{\frac{(150-16)\;17 + 476}{80 + 130 + 2164 + 480 + 520}} = 1,637$$

also ein etwas grösserer Werth, als beobachtet wurde.

Es ist hierbei aber zu berücksichtigen, dass, wie die obigen, aus den Brix'schen Protokollen entnommenen Angaben aussagen, die Abkühlung im Schornsteine sehr bedeutend war und zwar so bedeutend, dass die Temperatur am Gipfel nur $\frac{3}{4}$ von der am Fusse des Schornsteins herrschenden bei einer grösseren Summe von Beobachtungen sich herausstellte (Seite 325).

Ich hätte daher streng genommen Formel 155, bei deren Ableitung die Abkühlung berücksichtigt wurde, in Anwendung bringen müssen, wodurch indessen die Rechnung ausserordentlich verwickelt geworden wäre. Um jetzt noch zu einem, mit Beachtung der Abkühlung richtigeren Resultate zu gelangen, kann man statt der Temperatur T_1 die mittlere $\frac{T_1 + T}{2}$ in obige Formel einführen, indem T, d. h. die Temperatur am Gipfel, zufolge der Brix'schen Beobachtung $= \frac{3}{4} T_1 = 112^0$ gesetzt wird; dann ergiebt sich:

$$n = 1{,}77 \sqrt{\frac{115 . 17 + 476}{3375}} = 1{,}502$$

ein Resultat, welches ein überraschendes Zusammenstimmen der Rechnung mit dem Experimente vor Augen legt, denn selbst der etwas grössere Werth der Formel findet noch darin Erklärung, dass beim Versuche das Zugregister etwas geschlossen war und dieser Umstand in unserer Rechnung nicht berücksichtigt wurde.

Der geringe Verschluss durch dieses Register, über dessen genaue Grösse sich kein Datum in den Protokollen findet, sondern welcher nur als sehr gering angeführt wird, hat indessen nach Brix Beobachtung keine merkliche Einwirkung, sondern vielleicht nur so viel, um Rechnung und Wirklichkeit vollständig in Einklang zu bringen.

Ad 2 der oben angeführten (Seite 324) Brix'schen Beobachtungen. Durch die in obige Formeln eingeschriebenen numerischen Grössen wird sofort einleuchtend, dass, wie Dr. Brix beobachtete, der hauptsächlichste Widerstand, den die durchströmenden Verbrennungsproducte zu überwinden hatten, durch die Reibung in den Feuercanälen und vornehmlich in den engen Rauchröhren (4,4) ihnen entgegengesetzt wurde.

Das Versuchsdatum, dass beim Durchströmen der Verbrennungsproducte durch nur die halbe Länge der Canäle $\frac{1}{3}$ mehr Luft in die Feuerungsanlage gedrungen sei, kann durch einfaches in Abzugbringen des für die letzten beiden Canäle berechneten Reibungswiderstandes an unserer Formel nicht geprüft werden, weil bei diesem Versuchsdatum in beiden Fällen, sowohl beim Durchströmen der ganzen, als auch der halben Länge, gleich hohe Temperatur im Schornsteine angenommen war, während bei dem bezeichneten Rechnungsverfahren eine solche An-

nahme, oder ein Erfüllen solcher Annahme nicht stattfände. Vielmehr muss man zu Anstellung von genannter Prüfung auf's Neue die Temperaturen berechnen, welche unter Annahme einer Temperatur von 150° der abströmenden Gase in den Canälen geherrscht haben. Soll nun auch bei halber Länge der Züge ebenfalls eine Temperatur von 150° am Fusse des Schornsteins vorhanden gewesen sein, sollen also die Gase und noch dazu eine um $\frac{1}{3}$ grössere Menge derselben an der halben Heizfläche bis auf dieselbe Temperatur sich abgekühlt haben, wie an der ganzen, so kann nicht angenommen werden, dass in diesem Falle eine ebenso grosse Brennmaterialmenge als in jenem verbraucht sei, und demnach nicht gemeint werden, dass das n des vorliegenden Falles gleich $1\frac{1}{3}$ des ersten sei, sondern es muss die gesammte Luftmenge nAM des 2ten Falles gleich $1\frac{1}{3}$ derjenigen des ersten gesetzt und hiernach die Untersuchung angestellt werden.

Die gesammte, bei vorhergehender Untersuchung durch die Feuerungsanlage bewegte Luftmenge war:

$$nAM = 1{,}5 \,.\, 10{,}12 \,.\, 65 = 987 \text{ Kilogr.}$$

Bezeichnet nun (nAM)′ die gesammte Menge, welche durch nur die halbe Länge der Canäle strömen soll, so würde zu untersuchen sein, ob die Beobachtung:

$$(nAM)' = 1{,}33 \,.\, 987$$

mit dem Ergebniss der Formel:

$$(nAM)' = 1150 \times \sqrt{\frac{(T_1 - \mathfrak{T})\, H_5 + \mathfrak{C}}{\frac{(1+\alpha T_1)^2}{Q^2} + 0{,}025\, \frac{1}{d_5}\, \frac{1}{q_5{}^2}\, (1+\alpha T_1)^3 H_5 + \mathfrak{A}_{,,} + \frac{b\delta}{R^2} + \mathfrak{B}_{,,}}}$$

übereinstimmt.

Um zu diesem Zwecke zunächst die Temperaturen zu berechnen, welche im Feuerraume und an den verschiedenen Orten der Canalführung stattfanden und welche zu Ermittelung von $\mathfrak{A}_{,,}$, $b\,\frac{\delta}{R^2}$ und $\mathfrak{B}_{,,}$ gesucht werden müssen, ist es nöthig, von der am Ende der Zugcanäle beobachteten Temperatur, welche sich zu 150 Grad herausgestellt hatte, rückwärts auf die andern zu schliessen, da, wie schon erwähnt, der für n geltende Werth nicht bekannt und demnach eine directe Bestimmung von T_0 etc. unmöglich ist. Zu diesem Ende kommt die allgemeine Formel:

$$T' = t_1 + (T_1 - t_1)\, e^{B_4 L}$$

zur Anwendung und ist darin für vorliegenden Fall

$$B_4 = \frac{w_4 \,.\, u_4}{(nAM)'\, \sigma} = \frac{w_4 \,.\, u_4}{1{,}33 \,.\, 987 \,.\, \sigma},$$

oder, da B_4 variirt, für den untern Canal

$$B'_4 = \frac{w_4}{1{,}33\,.\,987\,.\,\sigma}\,.\,\frac{F'}{L'_4} = \frac{23}{1{,}33\,.\,987\,.\,0{,}25}\,\frac{7}{9} = 0{,}053\,,$$

für den durch die beiden Rauchröhren gebildeten:

$$B''_4 = \frac{23}{1{,}33\,.\,987\,.\,0{,}25}\,\frac{15}{9} = 0{,}111$$

zu setzen, so dass sich ergiebt:

$$T'' = 150$$

$$T' = 112 + (150 - 112)\,e^{0{,}111\,.\,9} = 214{,}6$$

$$T_0 = 112 + (214{,}6 - 112)\,e^{0{,}053\,.\,9} = 276^0$$

$$\frac{T_0 + T'}{2} = 245^0$$

$$\frac{T' + T''}{2} = 182^0$$

$$\mathfrak{A}_{\prime\prime} = \frac{1}{40}\Big[1040 + 216\,(1 + \alpha\,.\,245)^3 + 4600\,(1 + \alpha\,.\,182)^3\Big]$$

$$= \frac{1}{40}\Big[1040 + 1500 + 21160\Big] = 592$$

$$\frac{b\,\delta}{R^2} = \frac{330\,.\,0{,}08}{(1{,}18)^2}\left(1 + \alpha\,\frac{276}{2}\right)^3 = 104$$

$$\mathfrak{B}_{\prime\prime} = \zeta_a\left(\frac{1}{0{,}2}\right)^2\Big[(1 + \alpha\,.\,214{,}6)^2 + 3\,.\,(1 + \alpha\,.\,150)^2\Big] = 260$$

Ferner wird:

$$\mathfrak{C} = (t_1 - \mathfrak{T})H_4 - \frac{H_4}{B_4\,.\,L_4}(T_0 - T_1) = 96 + \frac{1}{18\,.\,0{,}053}(276 - 150) = 226$$

und demnach, da die übrigen Glieder sich nicht verändern:

$$(nAM)' = 1150\sqrt{\frac{115\,.\,17 + 226}{80 + 130 + 592 + 104 + 260}} = 1426$$

Es ist also:

$$(nAM)' = \frac{1426}{987}\,(nAM) = 1{,}44\,(nAM)$$

während die Beobachtung = 1,33 ergeben hat. Dr. Brix sagt aber, dass diese Beobachtung eine nur ungefähre sei, und daher kann auch das hier gefundene Rechnungsergebniss als mit dem Versuche übereinstimmend betrachtet werden, was um so bemerkenswerther ist, als die alten, meistentheils zur Berechnung der Zugwirkung angewendeten

Formeln über die theoretischen Gründe der hier behandelten bedeutsamen Beobachtung zum Theil nur ungenügenden oder verkehrten, zum Theil gar keinen Aufschluss geben.

Ad 3. Auch diese Beobachtung wird durch unsere Theorie vollkommen bestätigt, denn es ist schon durch einen Blick auf die allgemeine Zugwirkungs-Formel, noch mehr aber durch Einsicht in die abgehandelte numerische Rechnung evident, dass das Glied $(T_1 - \mathfrak{T}) H_5$ vorwiegend den Werth der Wurzelgrösse beeinflusst. Genau proportional ist aber die Zugwirkung der Quadratwurzel dieser Temperaturdifferenz nicht, da der Werth von T_1, wenngleich wegen seines alleinigen Vorkommens in der Temperaturfunction $(1 + \alpha T_1)$ in geringem Grade, auch auf die Grösse des unter dem Wurzelzeichen befindlichen Nenners einwirkt, und daher hat auch Dr. Brix beobachtet, dass jene Proportionalität nur ziemlich genau sich zeigte.

Hierbei kann indessen bemerkt werden, dass der Schluss, welchen man aus diesem Beobachtungsergebnisse ziehen könnte, der Schluss nämlich, die Zugwirkung sei überhaupt bei allen Feuerungsanlagen der Quadratwurzel aus der genannten Differenz proportional, von unserer Theorie für einseitig und verkehrt erklärt werden würde; denn lässt man vorläufig die Mitwirkung des Nenners von Formel 205 unberücksichtigt, so ist zu ersehen, dass die Zugwirkung nicht bloss mit der Quadratwurzel aus der Temperaturdifferenz und der Höhe H_5, sondern mit einer Summe variirt, von welcher das Product der ebengenannten Grössen der eine und die Grösse $\mathfrak{C}$ der andere Summand ist. Dieser letzte Summand ist im vorliegenden Falle fast übersehbar gering, da H_4 nur 1 Meter beträgt; wird er aber im Verhältniss zu $(T_1 - \mathfrak{T}) H_5$ bedeutend, was bei gar nicht wenigen Feuerungsanlagen eintritt, so wird auch sofort die Zugwirkung mit der Quadratwurzel aus der Temperaturdifferenz einfach proportional zu sein aufhören und unter Umständen sogar in sehr bedeutend anderen Verhältnissen variiren.

Ad 4. Wenn Herr Dr. Brix sagt, dass die durch einen 12 Fuss hohen Blechaufsatz erfolgte Zugwirkungsvermehrung geringer ausgefallen wäre, als hätte erwartet werden können, nämlich nur im Verhältniss von 14 : 17, oder 1 : 1,214, so befremdet mich das, da die gewöhnliche theoretische Formel, d. h. diejenige, welche von allen Reibungswiderständen und sonstigen Hindernissen absehend die sogenannte theoretische Zugwirkung berechnet, ein noch kleineres Verhältniss, nämlich $\sqrt{\frac{58 + 12}{58}} = 1,069$ angiebt, indem sie die Zugwirkung als proportional mit der Quadratwurzel aus der Schornsteinhöhe erklärt, und da eine zweite, häufig angewendete genauere Formel, welche unter Berücksichtigung des Reibungswiderstandes im Schornsteine abgeleitet ist, nämlich:

$$nAM = \frac{1150}{(1+\alpha T_1)} \sqrt{\frac{(T_1 - \mathfrak{T})\, H_5}{\frac{1}{Q^2} + 0{,}025 \frac{1}{d_5} \frac{1}{q_5{}^2} H_5}}$$

sogar ein noch kleineres Verhältniss berechnet und zwar:

$$\frac{\sqrt{\frac{18 + 3{,}77}{32 + 1{,}66\,(18 + 377)}}}{\sqrt{\frac{18}{32 + 1{,}66 \,.\, 18}}} = 1{,}059.$$

Absehend aber von dieser Meinung und nur auf das Beobachtungsergebniss Rücksicht nehmend, kann ich keine andere Erklärung für dasselbe finden, als dass die eine von den beiden, das obige Verhältniss liefernden Zugwirkungen zu anderer Zeit und unter andern Umständen beobachtet wurde, als die andere, so dass also nicht allein die Höhenvermehrung, sondern auch noch andere und wahrscheinlich Temperaturverhältnisse auf die Zugwirkungsvermehrung eingewirkt haben. Uebrigens geben die bei oben durchgerechnetem Versuche stattgefundenen Umstände nach unsern Formeln eine durch Höhenvermehrung um 12 Fuss oder 3,77 Meter erfolgte Zugwirkungsverstärkung von:

$$\frac{\sqrt{\frac{(T_1 - \mathfrak{T})\,(17 + 3{,}77) + 476}{80 + 18{,}4\,(17 + 3{,}77) + 2164 + 480 + 520}}}{\sqrt{\frac{(T_1 - \mathfrak{T})\; 17 + 476}{80 + 18{,}4 \,.\, 19 + 2164 + 480 + 520}}} = 1{,}06$$

woraus zu erkennen, dass unsere Formel, fast genau wie die sogenannte theoretische, die Zugwirkung als proportional mit der Quadratwurzel aus der Höhe des Schornsteines erklärt. Aber auch hierbei ist nicht zu vergessen, dass dieser Ausspruch nur für den hier betrachteten besondern Fall, oder für diejenigen besondern Fälle gilt, in denen die Feuerzüge nicht, oder nur wenig ansteigend, resp. fallend sind und der Rauchbewegung bedeutenden Widerstand entgegenstellen. Da bei fast allen Constructionen der Dampfkesselöfen diese Umstände auftreten, so ist erklärlich, weshalb an diesen Feuerungsanlagen schon mehrfach beobachtet wurde, dass der Ausspruch der sogenannten theoretischen Formel von der Proportionalität der Quadratwurzel aus der Höhe erfahrungsmässig sich bestätigte, während doch die Formel, welche mit Berücksichtigung der im Schornsteine auftretenden Reibungswiderstände abgeleitet wurde, eine nur angenäherte Proportionalität mit jener Wurzelgrösse berechnet.

Ad 6. Ein höchst frappanter Beweis, dass unsere Formelresultate mit der Wirklichkeit harmoniren, wird durch einen Vergleich derselben mit den ad 6 angestellten Beobachtungen geliefert.

22

Wenn die Widerstände in der Feuerungsanlage unberücksichtigt gelassen werden, so ergiebt sich die Ausströmungsgeschwindigkeit (also die sogenannte theoretische) zu: (siehe Seite 127)

$$V = \sqrt{\frac{2\,g\,\alpha}{1 + \alpha \mathfrak{T}}}\sqrt{(T_1 - \mathfrak{T})\,H} = C\,.\sqrt{(T_1 - \mathfrak{T})\,H}$$

und die Ausflussmenge in Kilogr., oder die Zugwirkung zu:

$$3600\,Q\,G\,V = 4600\,Q\,\frac{C}{1 + \alpha T_1}\sqrt{(T_1 - \mathfrak{T})\,H}$$

Also sagt diese theoretische Formel aus, dass die Zugwirkung dem Ausströmungsquerschnitt Q direct proportional sei, und daher musste Herrn Dr. Brix allerdings auffallen, wenn das Experiment diesen theoretischen Ausspruch nicht allein nicht bestätigte, sondern gänzlich davon abweichende Erscheinungen zeigte, indem sich herausstellte, dass innerhalb gewisser und zwar ziemlich weiter Grenzen eine Veränderung des Ausströmungsquerschnittes gar keinen Einfluss auf die Zugwirkungsstärke ausübte.

Was sagt nun die in dieser Schrift entwickelte Theorie dazu?

Sieht man von den, in den hier besprochenen Fällen fast unmerklichen Aenderungen des Werthes $\mathfrak{C}$ mit der Zugwirkung ab, so kann, unter Annahme bestimmter Dimensionen der Feuerungsanlage und bestimmter Temperaturverhältnisse in derselben, die Zugwirkungsgleichung 205 geschrieben werden:

$$nAM = C\sqrt{\frac{1}{\frac{1}{Q^2} + C'}}$$

worin dann $C = \frac{1150}{1 + \alpha\,T_1}\sqrt{(T_1 - \mathfrak{T})\,H_5 + \mathfrak{C}}$

und $C' = \frac{1}{(1 + \alpha T_1)^2}\left\{0{,}025\,\frac{1}{d_5}\,\frac{1}{q_5{}^2}(1 \quad \alpha T_1)^3 H_5 + \mathfrak{A}_{,,} + \frac{b\delta}{R^2} + \mathfrak{B}_{,,}\right\}$

in Bezug auf nAM constante Werthe sind, und nur Q mit nAM in diesem Falle variiren soll.

Für einen anderen Ausströmungsquerschnitt Q_1 und demnach für eine andere Zugwirkung (nAM)′ würde alsdann sein:

$$(nAM)' = C\sqrt{\frac{1}{\frac{1}{Q_1{}^2} + C'}}$$

und daher

$$\frac{(nAM)'}{nAM} = \sqrt{\frac{\frac{1}{Q^2} + C'}{\frac{1}{Q_1{}^2} + C'}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots 206$$

Schon hieraus ist zu erkennen, dass die Zugwirkung, vorzüglich wenn C′ einen nicht zu geringen Werth hat, nur sehr wenig mit dem Ausströmungsquerschnitte variirt, dass also das Brix'sche Beobachtungsergebniss durchaus von unserer Theorie begründet wird. Eine numerische Rechnung möge aber noch klarer diese Begründung vor Augen legen.

Fig. 59.



Bei Anstellung dieser Rechnung muss zuerst darauf aufmerksam gemacht werden, dass wenn der Schornstein mit einer dünnen Platte abgedeckt ist, in welcher sich die Ausströmungsöffnung befindet (Fig. 59), nicht der Querschnitt dieser ganzen Ausströmungsöffnung, sondern der Querschnitt des contrahirten Ausflussstromes als Ausströmungsquerschnitt anzusehen ist, so dass also, wenn O den Querschnitt der Oeffnung bedeutet:

$$Q = \varphi\, O$$

zu setzen sein würde, sofern φ den Contractions- oder genauer den Ausflusscoefficienten, welcher indessen in diesem Falle dem ersteren gleich ist, bezeichnet.

Dieser Contractionscoefficient kann nach den Experimenten von Koch, d'Aubuisson und Weisbach $= 0{,}6$ *) gesetzt werden, so dass

$$Q = 0{,}6\ O$$

also der Ausströmungsquerschnitt als ein ziemlich geringer, aliquoter Theil von O in Rechnung zu ziehen sein würde, wodurch die Beobachtung von Brix noch weniger durch die alte Theorie erklärbar ist.

Bei dem hier besprochenen Brix'schen Versuche ist (Seite 332)

$$C' = \frac{1}{(1+\alpha . 150)^2} \left\{ 130 + 2164 + 480 + 520 \right\} = 1372$$

$$\frac{1}{Q^2} = \frac{1}{(0{,}177)^2} = 32$$

Setzt man nun nach einander $Q_1 = \frac{1}{2}\, Q, = \frac{1}{4}\, Q, = \frac{1}{8}\, Q$ etc., und demnach die Oeffnung $O = \frac{1}{0{,}6} \cdot \frac{1}{2}\, Q, \frac{1}{0{,}6} \cdot \frac{1}{4}\, Q, \frac{1}{0{,}6} \cdot \frac{1}{8}\, Q$ etc., so wird nach 206:

$$\text{für} \left\{ \begin{matrix} Q_1 = \frac{1}{2}\, Q \\ O = 0{,}8\, Q \end{matrix} \right\}, \text{also } \frac{1}{Q_1{}^2} = 128 \ldots \frac{(nAM)'}{nAM} = \sqrt{\frac{1404}{1588}} = 0{,}95$$

*) Streng genommen ist φ nicht constant, sondern variirt mit dem Verhältniss $\frac{O}{q_5}$ der Ausströmungsöffnung zu dem Schornsteinquerschnitt; es würde zu weit führen, wollte man auch diesen Variationen bei den hier anzustellenden Untersuchungen Rechnung tragen. —

$$\text{für}\left\{\begin{matrix} Q_1 = \frac{1}{4}\ Q \\ O\ = 0{,}4\ Q \end{matrix}\right\}, \text{ also } \frac{1}{Q_1^{\,2}} = 512 \ldots \frac{(nAM)'}{nAM} = \sqrt{\frac{1404}{1972}} = 0{,}84$$

$$\text{für}\left\{\begin{matrix} Q_1 = \frac{1}{8}\ Q \\ O\ = 0{,}2\ Q \end{matrix}\right\}, \text{ also } \frac{1}{Q_1^{\,2}} = 2048 \ldots \frac{(nAM)'}{nAM} = \sqrt{\frac{1404}{3508}} = 0{,}63$$

$$\text{für}\left\{\begin{matrix} Q_1 = \frac{1}{16}\ Q \\ O\ = 0{,}1\ Q \end{matrix}\right\}, \text{ also } \frac{1}{Q_1^{\,2}} = 8192 \ldots \frac{(nAM)'}{nAM} = \sqrt{\frac{1404}{9652}} = 0{,}39$$

$$\text{für}\left\{\begin{matrix} Q_1 = \frac{1}{32}\ Q \\ O\ = 0{,}05\ Q \end{matrix}\right\}, \text{ also } \frac{1}{Q_1^{\,2}} = 32914 \ldots \frac{(nAM)'}{nAM} = \sqrt{\frac{1404}{34374}} = 0{,}21$$

Bei dem 2ten in Untersuchung gezogenen Experimente, bei welchem die Verbrennungsproducte nur die halbe Länge der Canäle durchströmten, war (Seite 335):

$$C' = \frac{1}{(1+\alpha\,.\,150)^2}\left\{130 + 592 + 104 + 260\right\} = 452$$

$$\frac{1}{Q^2} = 32$$

und daher wird für dieses Experiment:

$$\text{für}\left\{\begin{matrix} Q_1 = \frac{1}{2}\ Q \\ O\ = 0{,}8\ Q \end{matrix}\right\} \ldots \frac{(nAM)''}{nAM} = \sqrt{\frac{484}{580}} = 0{,}9$$

$$\text{für}\left\{\begin{matrix} Q_1 = \frac{1}{4}\ Q \\ O\ = 0{,}4\ Q \end{matrix}\right\} \ldots \frac{(nAM)''}{nAM} = \sqrt{\frac{484}{964}} = 0{,}70$$

$$\text{für}\left\{\begin{matrix} Q_1 = \frac{1}{8}\ Q \\ O\ = 0{,}2\ Q \end{matrix}\right\} \ldots \frac{(nAM)''}{nAM} = \sqrt{\frac{484}{2500}} = 0{,}46$$

$$\text{für}\left\{\begin{matrix} Q_1 = \frac{1}{16}\ Q \\ O\ = 0{,}1\ Q \end{matrix}\right\} \ldots \frac{(nAM)''}{nAM} = \sqrt{\frac{484}{8664}} = 0{,}25$$

Aus diesen numerischen Zusammenstellungen ist also zu sehen, dass die Zugwirkung keineswegs proportional mit dem Ausströmungsquerschnitte, oder der Ausströmungsöffnung sich verändert, sondern in den meisten Fällen in bedeutend geringerem Verhältnisse kleiner, resp. grösser wird. Während z. B. in der ersten Tabelle die Ausströmungsöffnung bis zu 0,8 der ursprünglichen verringert wird, nimmt die Zugwirkung nicht auch bis zu 0,8, sondern nur bis zu 0,95 ab, und wenn die Ausströmungsöffnung bis zu 0,2 verkleinert wird, verringert sich die Zugwirkung nur bis zu 0,63 und nicht bis zu 0,2.

Die Veränderungen der Zugwirkung mit der Ausströmungsöffnung erfolgen in der zweiten Tabelle schneller, als in der ersten, was seinen Grund in den geringeren Reibungs- und sonstigen Widerständen hat, die bei dem der zweiten Tabelle untergelegten Versuche statt hatten.

Das Zugwirkungsverhältniss, welches Dr. Brix für die Querschnittsverminderung von 256 bis 100 □″, also für eine Verringerung von 0,39 des ursprünglichen, vollen Querschnitts direct beobachtete, war 0,7, während für diese Querschnittsverminderung, also für O = 0,39 . Q die 1ste Tabelle die Zugwirkungsverringerung von circa 0,84, die 2te eine Zugwirkungsverringerung von 0,7 berechnet. Dass eine noch genauere Uebereinstimmung der Rechnung mit der Beobachtung sich ergeben würde, durfte nicht erwartet werden, da, wie schon die Verschiedenheiten der 1sten und 2ten Tabelle zeigen, die Rechnungsergebnisse wesentlich von den in den Canälen angenommenen Temperaturverhältnissen abhängen und wegen Mangel an genaueren Angaben nicht gerade diejenigen dieser Verhältnisse unserer Rechnung zu Grunde gelegt wurden, welche bei dem Versuche vorhanden sein mochten. —

Es ist nicht uninteressant und nicht ohne Nutzen, mit den Geschwindigkeiten bekannt zu werden, welche bei den verschiedenen, oben angeführten Querschnittsverengungen die ausströmenden Verbrennungsgase annahmen. Diese Geschwindigkeiten können leicht mit Hülfe der Formel 151 berechnet werden, indem aus derselben, mit Beachtung, dass hier $\frac{P}{\varkappa}$ 3600 = 4600 zu setzen ist:

$$V = \frac{nAM}{4600} \frac{(1 + \alpha T_1)}{Q}$$

und ebenso:

$$\frac{V_1}{V} = \frac{(nAM)'}{nAM} \frac{Q}{Q_1}$$

folgt, sofern V_1 und $(nAM)'$ die bei dem verengten Querschnitte Q_1 stattfindende Geschwindigkeit und Zugwirkung bedeuten.

Bei vollem Ausströmungsquerschnitte war nAM = 987, wenn der Rauch die ganze Länge, und = 1426, wenn er die halbe Länge der Canäle durchströmte. Im ersten Falle wird daher:

$$\text{für } Q_1 = Q \ldots V = \frac{987}{4600} \frac{(1 + \alpha . 150)}{0{,}177} = 1{,}88 \text{ Meter}$$

$$\text{für } Q_1 = \tfrac{1}{2} Q \ldots V_1 = \frac{0{,}95 . 987}{987} \frac{Q}{\frac{1}{2} Q} V = 1{,}94 . V = 3{,}65 \text{ Meter}$$

$$\text{für } Q_1 = \tfrac{1}{4} Q \ldots V_1 = 0{,}84 . 4 . V = 3{,}36 . V = 6{,}46$$

$$\text{für } Q_1 = \tfrac{1}{8} Q \ldots V_1 = 0{,}63 . 8 . V = 5{,}04 . V = 9{,}77$$

$$\text{für } Q_1 = \tfrac{1}{16} Q \ldots V_1 = 0{,}39 . 16 . V = 6{,}24 . V = 11{,}73$$

$$\text{für } Q_1 = \tfrac{1}{32} Q \ldots V_1 = 0{,}21 . 32 . V = 6{,}72 . V = 12{,}6$$

Im 2ten Falle ergiebt sich:

$$\text{für } Q_1 = Q \ldots V = \frac{1426}{4600} \frac{1 + \alpha . 150}{0{,}177} = 3 \text{ Meter}$$

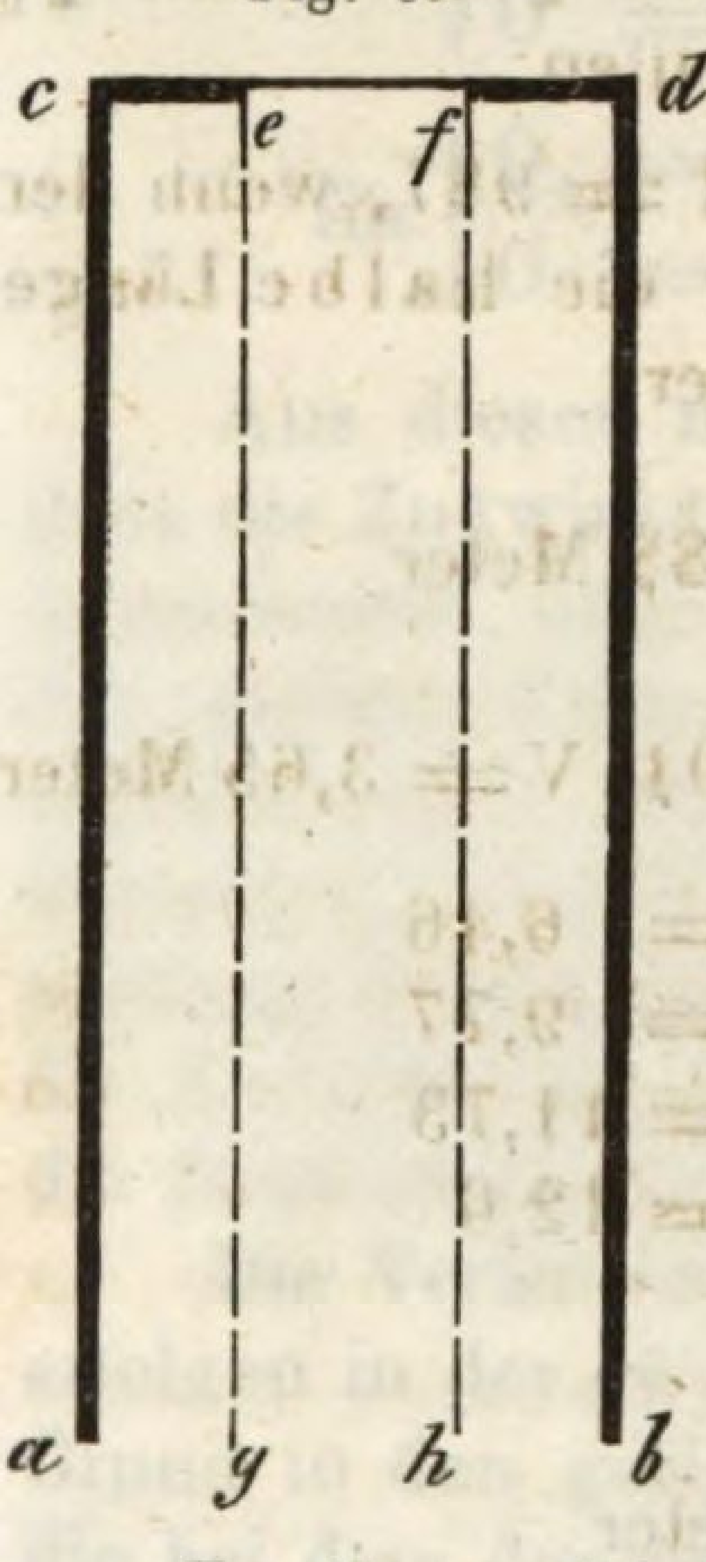
für $Q_1 = \frac{1}{2}\ Q \ldots V_1 = 0{,}9\ .\ 2\ .\ V = 1{,}8\ V = \ 5{,}4$ Meter.
für $Q_1 = \frac{1}{4}\ Q \ldots V_1 = 0{,}7\ .\ 4\ .\ V = 2{,}8\ V = \ 8{,}4$ „
für $Q_1 = \frac{1}{8}\ Q \ldots V_1 = 0{,}45\ .\ 8\ .\ V = 3{,}6\ V = 10{,}8$ „
für $Q_1 = \frac{1}{16}\ Q \ldots V_1 = 0{,}25\ .\ 16\ .\ V = 4\ V = 12$ „

Die Ausströmungsgeschwindigkeiten nehmen also in ausserordentlich starkem Grade zu, ohne dass durch die dazu erforderliche Querschnittsverminderung die Zugwirkung merklich geändert würde, und daraus geht hervor, dass ohne Beeinträchtigung des Effectes der Unempfindlichkeitsgrad unter Umständen sehr bedeutend verstärkt werden kann.

Von diesem theoretischen Ausspruche, der als Erfahrungssatz schon lange, aber doch nur für einige Schornsteingattungen bekannt ist, hat die Praxis bei Wohnhaus Schornsteinen häufig Gebrauch gemacht, indem sie auf die, statt der sogenannten russischen Röhren, früher angewendeten, weiten Schornsteine, wenn dieselben Störungen in der Zugwirkung verursachten, also einen zu geringen Unempfindlichkeitsgrad hatten, enge Röhren setzte.

Aus diesen Erfahrungen und theoretischen Aussprüchen könnte nun gefolgert werden, dass die Anwendung von. an ihrem Gipfel verengten Schornsteinen hervorragende Vortheile gegenüber der Anwendung von durchweg gleichweiten hätte, und da diese Folgerung mit den über die Längenschnittsform der Schornsteine auf Seite 190 geäusserten Bemerkungen in Widerspruch stände, so könnte man Zweifel in die Richtigkeit entweder der hier oder der dort erhaltenen Resultate und der Formeln setzen. Allein die genannte Folgerung würde durchaus voreilig und unrichtig sein, denn wenn auch die eben durchgeführten Rechnungen aussagen, dass eine Verengung des Schornsteingipfels wegen Herbeiführung eines stärkeren Unempfindlichkeitsgrades vortheilhaft sei, so ist damit zwar behauptet, die Längenform *acefdb* habe Vorzüge vor der Form *acdb*, aber keineswegs, dieselbe sei besser als die Längenform *gefh*, also überhaupt als eine Form, welche k e i n e Verengung am Gipfel hat. Vielmehr muss, um zu richtigen Urtheilen hierüber zu gelangen, folgende Vergleichungs-Rechnung angestellt werden.

Fig. 60.



Es sei, wie früher, nAM die Zugwirkung des Schornsteines *acdb*, (nAM)′ diejenige von *acefdb* und (nAM)″ diejenige von *gefh*; es werde zunächst untersucht, in welchem Verhältnisse (nAM)″ zu nAM steht.

Zu diesem Ende kann man nach Formel 205 schreiben:

$$nAM = C . \sqrt{\frac{1}{\frac{1}{Q^2}\left[1 + 0{,}025\,\frac{1}{\sqrt{Q}}\,(1 + \alpha\,T_1)\,H_5\right] + C''}}$$

$$(nAM)'' = C . \sqrt{\frac{1}{\frac{1}{Q_{\prime\prime}{}^2}\left[1 + 0{,}025\,\frac{1}{\sqrt{Q_{\prime\prime}}}\,(1 + \alpha\,T_1)\,H_5\right] + C''}}$$

wenn:

$$\frac{1150}{1+\alpha T_1}\sqrt{(T_1 - \mathfrak{T})\,H_5 + \mathfrak{C}} = C\,,$$

$$\frac{1}{(1+\alpha\,T_1)^2}\left\{\mathfrak{A}_{\prime\prime} + \frac{b\,\delta}{R^2} + \mathfrak{B}_{\prime\prime}\right\} + C''$$

gesetzt wurde. Es ist daher:

$$\frac{(nAM)''}{nAM} = \sqrt{\frac{\frac{1}{Q^2}\left[1 + 0{,}025\,\frac{1}{\sqrt{Q}}\,(1 + \alpha\,T_1)\,H_5\right] + C''}{\frac{1}{Q_{\prime\prime}{}^2}\left[1 + 0{,}025\,\frac{1}{\sqrt{Q_{\prime\prime}}}\,(1 + \alpha\,T_1)\,H_5\right] + C''}}$$

und mit Einführung der hier in Frage kommenden, auf Seite 332 angeführten Sonderwerthe:

$$\frac{(nAM)''}{nAM} = \sqrt{\frac{1404}{\frac{1}{Q_{\prime\prime}{}^2}\left[1 + 0{,}7\,\frac{1}{\sqrt{Q_{\prime\prime}}}\right] + 1320}}$$

Wird nun hierin, in ähnlicher Weise, wie auf Seite 339, für $Q_{\prime\prime}$ nach einander 0,8 Q, 0,4 Q, 0,2 Q etc. gesetzt, also der Ausströmungs- und Gesammtquerschnitt um ebensoviel verringert, wie es früher mit der Ausströmungs**öffnung** geschah, so dass nach einander der durchweg gleiche Schornsteinquerschnitt die Grössen der oben angenommenen Ausströmungsöffnungen 0 erhält, so ergiebt sich:

$$\text{für } Q_{\prime\prime} = 0{,}8\ Q \ldots \quad \frac{(nAM)''}{nAM} = \sqrt{\frac{1404}{1415}} = 0{,}99$$

$$\text{für } Q_{\prime\prime} = 0{,}4\ Q \ldots \quad \frac{(nAM)''}{nAM} = \sqrt{\frac{1404}{2044}} = 0{,}83$$

$$\text{für } Q_{\prime\prime} = 0{,}2\ Q \ldots \quad \frac{(nAM)''}{nAM} = \sqrt{\frac{1404}{4280}} = 0{,}57$$

Ferner wird, wenn V″ die der Zugwirkung (nAM)″ entsprechende Ausströmungsgeschwindigkeit bezeichnet, zufolge der auf Seite 341 abgeleiteten Verhältnissformel:

$$\frac{V''}{V} = \frac{(nAM)''}{nAM} \frac{Q}{Q_{''}}$$

und wegen V = 1,88 Meter:

$$\text{für } Q_{''} = 0{,}8\,Q \ldots\ldots V'' = 0{,}99 \frac{1}{0{,}8} . V = 2{,}33 \text{ Meter}$$

$$\text{„} \quad Q_{''} = 0{,}4\,Q \ldots\ldots V'' = 0{,}83 \frac{1}{0{,}4} . V = 3{,}9 \quad \text{„}$$

$$\text{„} \quad Q_{''} = 0{,}2\,Q \ldots\ldots V'' = 0{,}57 \frac{1}{0{,}2} . V = 5 \quad \text{„}$$

Werden nun diese, für den durchweg gleich weiten Schornstein *gefh* geltenden Werthe mit denjenigen verglichen, welche sich für den oben verengten *acefdb* ergaben, so findet sich

0 = Q''	V'	V''	$\frac{(nAM)'}{nAM}$	$\frac{(nAM)''}{nAM}$
= 0,8 Q	3,65	2,33	0,95	0,99
= 0,4 Q	6,46	3,9	0,84	0,83
= 0,2 Q	9,77	5	0,63	0,57

und hieraus ist zu erkennen, dass der oben verengte Schornstein gegenüber dem durchweg gleichengen nicht so überwiegende Vortheile gewährt, als man nach den auf voriger Seite angestellten Rechnungen und nach den Erfahrungen von Brix auf den ersten Blick hätte glauben können, dass er aber immerhin, wie auch früher allgemein bewiesen wurde, dem letzten vorzuziehen ist. Erwähnt kann noch werden, dass die Zugwirkungen für den Schornstein *gefh* deshalb grösser ausfallen, als die für *acefdb*, weil der Ausströmungsquerschnitt des letzten durch die Wirkung der Contraction verengt wird. Würde man einen Schornstein in Rechnung ziehen, dessen durchweg gleichweiter Querschnitt dem contrahirten Ausströmungsquerschnitte gleich wäre, so erhielte man geringere Werthe für die Zugwirkung. —

Aus den hier angestellten theoretischen Untersuchungen geht hervor, dass der, bei dem Brix'schen Apparate verwendete Schornstein zu weit und zu niedrig war, nämlich zu weit, weil er die Verbrennungsproducte mit zu geringer Geschwindigkeit entströmen liess und demnach zu geringen Unempfindlichkeitsgrad hatte, zu niedrig, weil er nur das 1,5 fache der theoretisch erforderlichen Verbrennungsluftmenge herbeizuschaffen vermochte. Alle beide dieser theoretischen Ergebnisse stimmen mit den experimentellen Resultaten überein, denn es wurde von Dr. Brix beobachtet, dass der am Fusse des Schornsteines angebrachte Zugmesser höchst auffällige Schwankungen zeigte, was auf ein

schwaches relatives Verhältniss der Ausströmungsgeschwindigkeit zu den verticalen Componenten der Windgeschwindigkeiten, also auf einen geringen Unempfindlichkeitsgrad hindeutet, und wurde ferner für nothwendig erachtet, durch einen Aufsatz von 12 Fuss die Schornsteinhöhe zu vermehren.

Dass der Schornstein zu niedrig und zu weit war, leuchtet noch klarer, als aus den bis jetzt angestellten Rechnungen hervor, wenn man in umgekehrter Reihenfolge aus der berechneten Zugwirkung die Schornsteinhöhe bestimmt und beachtet, wie gross die Minimalhöhe für diesen Fall sich ergiebt.

Die berechnete Zugwirkung war $nAM = 987$ und nach Formel 156 ist die Minimalhöhe, unter Beachtung, dass $\frac{P}{\varkappa} . 3600$ hier $= 4600$ gesetzt werden muss:

$$H_{min} = \frac{1}{T_1 - \mathfrak{T}} \left(\frac{nAM}{1150}\right)^2 \left\{ \mathfrak{A}_{\prime\prime} + \frac{b\delta}{R^2} + \mathfrak{B}_{\prime\prime} \right\} - \frac{\mathfrak{C}}{T_1 - \mathfrak{T}}$$

Setzt man nun die für $(T_1 - \mathfrak{T})$, $\mathfrak{A}_{\prime\prime}$, $\mathfrak{B}_{\prime\prime}$, $\mathfrak{C}$ und $\frac{b\delta}{R^2}$ hier geltenden, auf Seite 332 angeführten Werthe ein, so wird:

$$H_{min} = \frac{1}{115} \left(\frac{987}{1150}\right)^2 \left\{ 2164 + 480 + 520 \right\} - \frac{476}{115} = 16 \text{ Meter},$$

während die Totalhöhe H_5 nur 18 Meter, oder wegen $H_4 = 1$ Meter sogar nur 17 Meter betrug, also der Schornstein nur ganz wenig höher war, als wegen der in den Feuercanälen auftretenden Widerstände erforderlich, und nur eine Höhe von 1 bis 2 Meter angewendet wurde, um den Verbrennungsproducten ihre Ausströmungsgeschwindigkeit zu ertheilen. —

Der hier in Rechnung gezogene Versuch ist mit vollständig willkürlicher Wahl aus den Brix'schen Protokollen entnommen worden. Als zweiter Vergleich mit der Theorie mögen die auf Seite 51 der Brix'schen Schrift verzeichneten experimentellen Daten gewählt werden, wie die ihnen zugehörenden auf Seite 44 und Seite 365, und der Vergleich werde nur so weit ausgedehnt, als man die durch den Versuch gefundene Zugwirkung der von unseren Formeln berechneten entgegenhält, zu dem Ende aber vorher aus den beobachteten Temperaturverhältnissen mit den Heizflächen-Formeln den Coefficienten n bestimmt.

Für das in Rede kommende Kiefernholz entnimmt sich zunächst nach vorangegangener Reduction auf die in dieser Schrift benutzten Maasssysteme:

b. von Seite 10, 44, 51 und 365 des Brix'schen Berichtes:

$Q = 0{,}177$	$q_1 = 0{,}25$	$L_4 = \begin{cases} 9 \\ 9 \\ 18 \end{cases} 36$
$A = 5{,}87$	$d_1 = 0{,}5$	
$M = 64$	$L_1 = 18$	
$k = 4160$	$R = 1{,}48$	$q_a = 0{,}2$
$T_1 = 138$	$\delta = 0{,}3$	$\mathfrak{T} = 15$
$H_5 = 17$	$q_4 = \begin{cases} 0{,}28 \\ 0{,}09 \\ 0{,}177 \end{cases}$	$t_1 = 112$
$q_5 = 0{,}177$		$F = \begin{cases} 7 \\ 15 \\ 12 \end{cases} 34{,}5$
$d_5 = 0{,}42$	$d_4 = \begin{cases} 0{,}53 \\ 0{,}24 \\ 0{,}42 \end{cases}$	$\eta_t \eta_1 = 0{,}79$
$\mathfrak{T}_1 = 60$		

Darin haben die verschiedenen bei q_4, d_4, L_4 und F notirten Werthe die auf Seite 327 unserer Schrift angegebene Bedeutung; k ist aus der Columne h_0 und $\eta_t\ \eta_1$ aus der Columne „Procente von h_0" (Seite 44 der Brix'schen rotokolle) entnommen.

Wird nun $\omega = \frac{1}{8}$ vorausgesetzt, so ergiebt sich aus Gleich. 204:

$$n = \frac{23 \,.\, 34{,}5}{5{,}87 \,.\, 64 \,.\, 0{,}25 \left\{ \mathrm{lnt} \left[\frac{1}{n} \frac{7}{8} \left(\frac{0{,}79 \,.\, 4160}{5{,}87 \,.\, 0{,}25} \right) + \frac{7}{8}\, 138\text{-}112 \right] - \mathrm{lnt}\,[138 - 112] \right\}}$$

$$= \frac{8{,}44}{\mathrm{lnt} \left[\frac{1960}{n} + 8 \right] - 3{,}26}$$

und hieraus findet sich durch Probiren

$$n = 2{,}3.$$

Ferner erhält man:

$$\eta_1 = \frac{\eta_t\ \eta_1\ k + n A \sigma\ T_1}{k} = 0{,}9$$

$$\eta_t = \frac{\eta_t\ \eta_1}{0{,}9} = 0{,}88$$

$$\eta = \frac{\eta_t - \omega}{1 - \omega} = 0{,}86$$

$$T_0 = \frac{T_1}{1 - \eta} = 985$$

Ebenso liefert Formel 203 direct

$$T_0 = \left(\frac{\eta_t\ \eta_1\ k}{n A \sigma} + T_1 \right) (1 - \omega) = 985^0.$$

Nun würde zu untersuchen sein, in wie weit der von Formel 205 berechnete Werth für n mit dem hier ermittelten, als experimentell

gefunden anzusehenden, also mit 2,3, übereinstimmt. Zu dem Ende wird in derselben Aufeinanderfolge, wie auf Seite 330, die Ermittelung von folgenden Werthen vorgenommen:

$$B_4 = \frac{1}{36} \text{lnt} \left\{ \frac{985 - 112}{138 - 112} \right\} = 0{,}099 ,$$

$$\mathfrak{C} = (112 - 15) + \frac{1}{3{,}54} (985 - 138) = 336;$$

$$B'_4 = \frac{23}{2{,}3 . 5{,}87 . 64 . 0{,}25} \cdot \frac{F'}{L'_4} = 0{,}1 \frac{7}{9} = 0{,}08 ,$$

$$B''_4 = \text{„} \quad \text{„} \quad \frac{F''}{L''_4} = 0{,}1 \frac{15}{9} = 0{,}17 ,$$

$$B'''_4 = \text{„} \quad \text{„} \quad \frac{F'''}{L'''_4} = 0{,}1 \frac{12}{18} = 0{,}067 ;$$

$$T' = 112 + (985 - 112) e^{-0{,}08 . 9} = 548 ,$$

$$T'' = 112 + (548 - 112) e^{-0{,}17 . 9} = 206 ,$$

$$T''' = 112 + (206 - 112) e^{-0{,}067 . 9} = 162 ,$$

$$T_1 = 112 + (162 - 112) e^{-0{,}067 . 9} = 138;$$

$$\frac{T_0 + T'}{2} = 766 ,$$

$$\frac{T' + T''}{2} = 377 ,$$

$$\frac{T'' + T_1}{2} = 172 ;$$

$$\mathfrak{A}_{,,} = \frac{1}{40}\Big[576 (1 + \alpha 60)^3 + 216 (1 + \alpha . 766)^3 + 4600 (1 + \alpha 377)^3 + 700 (1 + \alpha 172)^3 \Big]$$

$$= \frac{1}{40}\Big[1040 + 11880 + 64400 + 3010 \Big] = 2000 ;$$

$$\mathfrak{B}_{,,} = \zeta_a \left(\frac{1}{0{,}2}\right)^2 \Big[(1+\alpha 548)^2 + (1+\alpha 206)^2 + (1+\alpha 162)^2 + 2(1+\alpha 138)^2 \Big] = 425;$$

$$\frac{b\,\delta}{R^2} = \frac{80 . 0{,}3}{(1{,}48)^2} \left(1 + \alpha \frac{985}{2}\right)^3 = 240 \text{ (Seite 168)};$$

$$\frac{(1 + \alpha T_1)^2}{Q^2} = 32 (1 + \alpha 138)^2 = 72;$$

$$\frac{1}{40} \frac{1}{d_5} \frac{1}{q_5} (1 + \alpha T_1)^3 H_5 = 120.$$

Diese Werthe in Form. 205 eingesetzt, giebt unter Beachtung, dass darin wegen beobachteter Abkühlung $T_1 = \frac{3}{4}\,138 = 103$ zu nehmen:

$$n = 3{,}06 \sqrt{\frac{(103 - 15)\,17 + 336}{72 + 120 + 2000 + 240 + 425}} = 2{,}41$$

was eine genügende Uebereinstimmung mit dem beobachteten Werthe 2,3 vor Augen legt, zumal wenn bedacht wird, dass ein, beim Versuche vorgenommenes zeitweiliges partielles Schliessen des Zugregisters in der Rechnung keine Berücksichtigung fand.

Die nach der älteren Theorie, mit Beachtung nur der im Schornsteine sich geltend machenden Widerstände abgeleitete Formel würde den sehr verkehrten Werth:

$$n = 3{,}06 \sqrt{\frac{(103 - 15)\,17 + 336}{72 + 120}} = 8{,}4$$

liefern. —

Eine mit den für Torf aufgezeichneten Versuchsdaten angestellte Rechnung giebt:

c. Seite 10, 44, 81 und 367 des Brix'schen Berichtes:

$A = 5{,}75$	$\mathfrak{T}_1 = 57$	$\mathfrak{T} = 0{,}5$
$M = 80$	$R = 1{,}63$	$t_1 = 112$
$k = 4000$	$\delta = 0{,}3$	$\eta t\, \eta_1 = 0{,}86$
$T_1 = 138$		

die übrigen Grössen, wie früher;

ω sei $= \frac{1}{4}$.

$$n = \frac{23 \,.\, 34{,}5}{5{,}75 \,.\, 80 \,.\, 0{,}25 \left\{ \ln t \left[\frac{3}{4} \left(\frac{0{,}86 \,.\, 4000}{n \,.\, 5{,}75 \,.\, 0{,}25} + 138 \right) - 112 \right] - \ln t \left[138 - 112 \right] \right\}}$$

$$= \frac{6{,}86}{\ln t \left[\frac{1800}{n} - 8{,}5 \right] - 3{,}26} = 1{,}8 \text{ bis } 1{,}9;$$

$$T_0 = \left(\frac{\eta t\, \eta_1\, k}{n A \sigma} + T_1 \right) (1 - \omega) = 1104;$$

$$B_4 = \frac{1}{36} \ln t \left\{ \frac{1104 - 112}{138 - 112} \right\} = 0{,}1\,,$$

$$\mathfrak{S} = (112 - 0{,}5) + \frac{1}{3{,}6}\,(1104 - 138) = 394;$$

$$B_4' = \frac{23}{1{,}8 \,.\, 5{,}75 \,.\, 80 \,.\, 0{,}25}\; \frac{F'}{L_4'} = 0{,}11\; \frac{7}{9} = 0{,}086,$$

$$B''_4 = \frac{23}{1,8 . 5,75 . 80 . 0,25} \quad \frac{F''}{L''_4} = 0,11 \frac{15}{9} = 0,188 ,$$

$$B'''_4 = \quad " \quad \frac{F'''}{L'''_4} = 0,11 \frac{12}{18} = 0,073 ,$$

$$T' = 112 + (1104 - 112) e^{-0,086 . 9} = 572 ,$$

$$T'' = 112 + (572 - 112) e^{-0,188 . 9} = 200 ,$$

$$T''' = 112 = (200 - 112) e^{-0,073 . 9} = 156 ,$$

$$T_1 = 112 + (156 - 112) e^{-0,073 . 9} = 138 ;$$

$$\frac{T_0 + T'}{2} = 838 ,$$

$$\frac{T' + T''}{2} = 386 ,$$

$$\frac{T'' + T_1}{2} = 169 ;$$

$$\mathfrak{A}_{''} = \frac{1}{40}\Big[576 (1 + \alpha 57)^3 + 216 (1 + \alpha 838)^3 + 4600 (1 + \alpha 386)^3 + 700 (1 + \alpha 169)^3\Big]$$

$$= \frac{1}{40}\Big[1030 + 13824 + 64400 + 3010\Big] = 2056 ;$$

$$\mathfrak{B}_{''} = \zeta_a \left(\frac{1}{0,2}\right)^2 \Big[(1 + \alpha 572)^2 + (1 + \alpha 200)^2 + (1 + \alpha 156)^2 + 2 (1 + \alpha 138)^2\Big] = 430 ;$$

$$\frac{b\delta}{R^2} = \frac{150 . 0,3}{(1,63)^2}\left(1 + \alpha \frac{1104}{2}\right)^3 = 460 \text{ (Seite 168)};$$

$$\frac{(1 + \alpha T_1)^2}{Q^2} = 32 (1 + \alpha 138)^2 = 72 ;$$

$$\frac{1}{40} \frac{1}{d_5} \frac{1}{q_5^{\,2}} (1 + \alpha T_1)^3 H_5 = 120.$$

Hiermit ergiebt sich, wegen $T = \frac{3}{4}\ 138 = 103$

$$n = \frac{1150}{5,75 . 80} \sqrt{\frac{(103 - 0,5)\ 17 + 394}{72 + 120 + 2056 + 460 + 430}} = 2,00.$$

Der etwas grössere Werth für n erklärt sich, wie beim vorigen Vergleiche, dadurch, dass ein zeitweiliges theilweises Schliessen des Zugregisters in der Rechnung nicht berücksichtigt wurde.

Die ohne Beachtung der in den Feuercanälen sich geltend machenden Widerstände abgeleitete Formel der älteren Theorie liefert:

$$n = \frac{1150}{5{,}75 . 80} \sqrt{\frac{(103 - 0{,}5)\ 17}{72 + 120}} = 7{,}5. -$$

Endlich werde noch für Braunkohle in den Vergleich gezogen:

d. Seite 10, 44, 117 und 367 des Brix'schen Berichtes:

$A = 7{,}85$	$\mathfrak{T}_1 = 116$	$\mathfrak{T}_, = 18$
$M = 73$	$R = 1{,}18$	$t_1 = 112$
$k = 5800$	$\delta = 0{,}25$	$\eta_t\,\eta_1 = 0{,}66$
$T_1 = 155$	$H_5 = 20{,}77$	

die übrigen Grössen wie früher.

ω werde $= 0{,}25$ angenommen.

$$n = \frac{23 . 34{,}5}{7{,}85.73.0{,}25 \left\{ \ln t \frac{3}{4} \left[\left(\frac{0{,}66 . 5800}{n . 7{,}85 . 0{,}25} + 155 \right) - 112 \right] - \ln t\,[155 - 112] \right\}}$$

$$= \frac{5{,}58}{\ln t \left[\frac{1480}{n} + 5 \right] - 3{,}76} = 1{,}9.$$

$$T_0 = \left(\frac{\eta_t\,\eta_1\ k}{n A \sigma} + T_1 \right) (1 - \omega) = 897\ ;\ B_4 = 0{,}08;$$

$$\mathfrak{C} = (112 - 18) + \frac{1}{2{,}88} (897 - 112) = 364\ ;$$

$$B_4' = \frac{23}{1{,}9 . 7{,}85 . 73 . 0{,}25} . \frac{F'}{L_4'} = 0{,}086\ \frac{7}{9} = 0{,}0666\ ,$$

$$B_4'' = \quad " \quad \frac{F''}{L_4''} = 0{,}086 \frac{15}{9} = 0{,}143\ ,$$

$$B_4''' = \quad " \quad \frac{F'''}{L_4'''} = 0{,}086 \frac{12}{18} = 0{,}057\ ,$$

$$T' = 112 + (897 - 112)\ e^{-0{,}066 . 9} = 542,$$

$$T'' = 112 + (542 - 112)\ e^{-0{,}143 . 9} = 230,$$

$$T''' = 112 + (230 - 112)\ e^{-0{,}057 . 9} = 182,$$

$$T_1 = 112 + (182 - 112)\ e^{-0{,}057 . 9} = 155;$$

$$\frac{T_0 + T'}{2} = 719,$$

$$\frac{T' + T''}{2} = 386,$$

$$\frac{T'' + T_1}{2} = 192;$$

$$\mathfrak{A}_{,,} = \frac{1}{40}\Big[576(1+\alpha\, 116)^3 + 216(1+\alpha\, 719)^3 + 4600(1+\alpha\, 386)^3$$
$$+ 700(1+\alpha\, 192)^3\Big]$$

$$= \frac{1}{40}\Big[1648 + 10052 + 63480 + 3430\Big] = 1950;$$

$$\mathfrak{B}_{,,} = \zeta_a \left(\frac{1}{0{,}2}\right)^2 \Big[(1+\alpha 542)^2 + (1+\alpha 230)^2 + (1+\alpha 182)^2 + (1+\alpha 155)^2\Big]$$
$$= 500;$$

$$\frac{b\,\delta}{R^2} = \frac{200 . 0{,}15}{(1{,}18)^2}\left(1 + \alpha\,\frac{897}{2}\right)^3 = 385 \text{ (Seite 168)};$$

$$\frac{(1+\alpha T_1)^2}{Q^2} = 32\,(1 + \alpha\, 155)^2 = 80;$$

$$\frac{1}{40}\,\frac{1}{d_5}\,\frac{1}{q_5{}^2}\,(1 + \alpha T_1)^3\, H_5 = 140.$$

Hiermit erhält man, wenn bedacht wird, dass der Barometerstand zu 339‴ und demnach $P = \frac{10333 . 339}{336}$ beim Versuche sich ergab:

$$n = \frac{1174}{7{,}85 . 73}\sqrt{\frac{(117 - 15)\, 20{,}77 + 364}{80 + 140 + 1950 + 385 + 500}} = 1{,}88,$$

also ein Werth, welcher sehr genau mit der Beobachtung, d. h. mit 1,9 übereinstimmt, zumal da in der Rechnung nicht berücksichtigt wurde, dass die Luftplatten in der Feuerbrücke (Tafel II) geöffnet waren (siehe Brix, Seite 117) und demnach einige Luft mit geringerem Widerstande in die Feuerungsanlage gelangte, als durch das Glied $b\frac{\delta}{R^2}$ angegeben ist. Wäre sämmtliche Luft ohne diesen Widerstand eingeströmt, wäre also $b\,\frac{\delta}{R^2} = 0$ zu setzen, so ergäbe sich:

$$n = \frac{1174}{7{,}85 . 73}\sqrt{\frac{(117 - 15)\, 20{,}77 + 364}{80 + 140 + 1950 + 500}} = 1{,}98$$

also ein Werth, der in Bezug auf den eben berechneten auf der entgegengesetzten Seite der Beobachtung liegt.

Die Formel der älteren Theorie liefert:

$$n = \frac{1174}{7,85 . 73} \sqrt{\frac{(117 - 15)\ 20,77}{80 + 140}} = 5,14.$$

Ferner kann noch bemerkt werden, dass ohne Beachtung der Höhenvermehrung um 3,77 Meter, welche bei diesem Versuche mit dem Schornsteine vorgenommen war, der Coefficient

$$n = \frac{1174}{7,85 . 73} \sqrt{\frac{(117 - 15)\ 17 + 364}{80 + 140 + 1950 + 500}} = 1,69$$

sich berechnen würde und dass demnach, alle übrigen Umstände als unverändert vorausgesetzt, das Verhältniss zwischen den mit und ohne Höhenvermehrung stattfindenden Zugwirkungen zu

$$1,88 : 1,69 = 1,112 : 1$$

sich herausstellte, während die sogenannte theoretische Formel

$$\sqrt{20,77} : \sqrt{17} = 1,104 : 1 \text{ —}$$

liefert (Seite 337).

Schliesslich mögen noch diesen ad a, b, c und d angestellten Vergleichen die Resultate der Formel gegenübergestellt werden, welche Péclet in der neuesten Auflage seines traité de la chaleur zu Berechnung der Schornsteindimensionen, oder umgekehrt der Zugwirkung aus den Dimensionen aufstellt und über deren Zusammensetzung und Herleitung auf den nächsten Seiten einige kritische Bemerkungen sich vorfinden.

Die auf Seite 217 (Péclet) angeführte Gleichung (1) gestaltet sich zu:

$$V^2 = \frac{0,07\ (1 + \alpha T_1) . T_1\ (H_5 + H_4)}{1 + 8 \left(\frac{m}{100}\right)^2 + \left[3,74 + \Sigma\, \zeta_a\right](1 + \alpha T_1)^2}$$

wenn beachtet wird, dass die dort verwendeten Bezeichnungen zufolge der unsrigen sich umwandeln in:

$$H = (H_5 + H_4); \qquad N = \Sigma\, \zeta_a; \qquad t = T_1;$$

$$v = V \frac{1}{1 + \alpha T_1} \left(\text{wegen } v . q_1 \frac{P}{\varkappa (1 + \alpha . 0)} = V . Q \frac{P_1}{\varkappa (1 + \alpha T_1)}\right.$$

$$\left.\text{und } q_1 = Q_1,\ P_1 = P\right);$$

$$K = 0,024; \qquad 2 g \alpha = 0,07;$$

$$8 = 8\, n^2 = 8 \left(\frac{m}{100}\right)^2 \text{(siehe Péclet Seite 219)}$$

$$K \frac{L}{D} = 0,024 \left[\frac{9}{0,53} + \frac{9}{0,24} + \frac{18}{0,42} + \frac{17}{0,42}\right] = 3,3$$

(weil die Länge L aus den 3 Theilen, 9 Meter, 9 Meter und 18 Meter des Erwärmungscanals und der Höhe des Schornsteins mit den Durchmessern 0,53, 0,24, und 0,42 sich zusammensetzt).

Unter Berücksichtigung von Gleichung 151 dieser Schrift und der Modification auf Seite 330 erhält man hiermit:

$$n = \frac{1214}{A \cdot M} \times \sqrt{\frac{T_1 (H_5 + H_4)}{\frac{1 + \alpha T_1}{Q^2} \left\{ 1 + 8 \left(\frac{m}{100}\right)^2 + \left[3,3 + \Sigma \zeta_a\right] (1 + \alpha T_1)^2 \right\}}}$$

und setzt man hierin die bei unsern Vergleichen gültigen numerischen Werthe ein, indem man bedenkt, dass

$$m = \frac{M}{R} \text{ und } \Sigma \zeta_a = 5$$

ist, so wird:

für Vergleich a (Seite 330):

$$n = \frac{1214}{10,12 \cdot 65} \sqrt{\frac{150 \cdot 18}{\frac{1,55}{(0,177)^2} \left\{ 1 + 8 \left(\frac{65}{100}\right)^2 + \left[3,3 + 5\right] 2,4 \right\}}} = 2,77;$$

für Vergleich b:

$$n = \frac{1214}{5,87 \cdot 64} \sqrt{\frac{138 \cdot 18}{\frac{1,5}{(0,177)^2} \left\{ 1 + 8 \left(\frac{64}{1,48}\right)^2 + \left[3,3 + 5\right] 2,3 \right\}}} = 4,4;$$

für Vergleich c:

$$n = \frac{1214}{5,75 \cdot 80} \sqrt{\frac{138 \cdot 18}{\frac{1,5}{(0,177)^2} \left\{ 1 + 8 \left(\frac{80}{100}\right)^2 + \left[3,3 + 5\right] 2,3 \right\}}} = 3,7;$$

für Vergleich d:

$$n = \frac{1214}{7,85 \cdot 73} \sqrt{\frac{155 \cdot 20,77}{\frac{1,55}{(0,177)^2} \left\{ 1 + 8 \left(\frac{73}{100}\right)^2 + \left[3,3 + 5\right] 2,4 \right\}}} = 3,7.$$

Mit diesen Werthen und den früheren entsteht folgende Vergleichs-Tabelle:

N^{ro} des Vergl.	n AM Kilogr.			
	beobachtet	berechnet		
		unsere Formel	Péclet's Formel	theor. Formel
a	987	989	1820	3460
b	865	906	1655	3018
c	874	920	1702	3450
d	1064	{1053 / 1108}	2072	2878

Diese Tabelle führt nochmals vor die Augen, wie überraschend genau die Resultate unserer Formel mit denen des Experimentes zusammenstimmen, zumal da das geringe Uebermaass der bei b und c stehenden Werthe darin Erklärung findet, dass beim Versuche das Zugregister zeitweise geschlossen war und dieser Umstand in der Rechnung keine Beachtung fand, und da die beiden bei d stehenden, unter den Voraussetzungen, die Luftplatten seien geschlossen und gänzlich geöffnet, abgeleiteten Werth den bei partiellem Geöffnetsein dieser Luftplatten beobachteten Werth umfassen. Diese Tabelle zeigt ferner, dass die theoretische, unter Berücksichtigung der nur im Schornsteine auftretenden Widerstände abgeleitete Formel und dass ebenso die Péclet'sche Formel so weit von der Wirklichkeit abstehende Ergebnisse liefern, um zu Bestimmung der Dimensionen einer Feuerungsanlage gänzlich unbrauchbar zu sein. —

Kritische Bemerkungen über Péclet's Theorie der Zugwirkung. — Die bedeutenden Abweichungen in den Ergebnissen der Péclet'schen Formel und denen der unsrigen stammen einestheils aus einer ungenügenden Würdigung der Widerstände und aus der Einführung eines zu rohen Mittelwerthes für dieselben, anderntheils aus einem Irrthume, der schon dem Ausgangspunkte der theoretischen Herleitung anhaftet. Auf diesen Irrthum specieller aufmerksam zu machen, ist meine nächste Absicht.

Um die Ausströmungsgeschwindigkeit, auf deren Kenntniss bei Bestimmung der Zugwirkung, wie wir gesehen haben, es ankommt, aus den Dimensionen der Feuerungsanlagen zu ermitteln, betrachtet Péclet, wie es auch hier geschah, einen vertikalen Canal von der auf Seite 122 definirten Beschaffenheit. Anstatt aber die auf die bewegte Masse einwirkenden Einzelkräfte durch die allgemeine Bewegungsgleichung aneinanderzufügen und dadurch den Bewegungserfolg synthetisch abzuleiten, stellt er die aus der Pneumatik als bekannt anzusehende oder auch als aus der directen Beobachtung entnommene Geschwindigkeits-Gleichung

$$v = \sqrt{2 g P}$$

hin und sucht die darin einzusetzenden Kräfte analytisch zu ermitteln — und hierbei begeht er den erwähnten Irrthum.

Diese Gleichung wird in der Regel übersichtlicher geschrieben:

$$v = \sqrt{2\, g \frac{p_1 - p}{\gamma_1}}$$

wenn p_1 die Spannung in Kilogr. pro □ Meter im Innern des ein Gas mit der Geschwindigkeit v entströmen lassenden Gefässes, p diejenige in einem zweiten das ausströmende Gas aufnehmenden Gefässe, γ_1 die Dichtigkeit des ausströmenden Gases und g das bekannte Maass für die Beschleunigung durch die Erdattraction ist. Es würde also

$$P = \frac{p_1 - p}{\gamma_1}$$

sein. Bei Anwendung dieser Formel auf den besondern Fall der Rauchgeschwindigkeits-Bestimmung versteht nun Péclet unter v die Einströmungs-Geschwindigkeit der äusseren Luft in die Feuerungsanlage, nimmt also den äusseren Raum als ein Gefäss an, in welchem die Spannung p_1, die Feuerungsanlage als ein Gefäss, in welchem die Spannung p herrscht, und betrachtet γ_1 als die Dichtigkeit der äussern Luft. Er nennt $\frac{p_1}{\gamma_1}$ (wegen $p_1 = h\,\gamma_1$) die Höhe h einer Luftsäule von der Dichtigkeit γ_1, $\frac{p}{\gamma_1}$ diejenige einer Luftsäule von der Dichtigkeit der innern Luft, aber reducirt auf diejenige der äussern, und erhält auf diese Weise (siehe Péclet, pag. 185), wenn M die Luftsäulenhöhe bedeutet, welche den Druck am Gipfel des Schornsteines misst, Θ die Temperatur der äusseren, t diejenige der innern Luft und H die Höhe des Schornsteins bezeichnet, also $h = M + H$ ist:

$$P = M + H - \left(M + \frac{H\,(1 + \alpha\,\Theta)}{1 + \alpha\,t}\right) = H\,\frac{\alpha\,(t - \Theta)}{1 + \alpha\,t}.$$

Diese Rechnung wäre aber nur richtig, wenn, sofern γ die Dichtigkeit der innern Luft genannt wird,

$$\gamma_1 = \frac{1 + \alpha\,t}{1 + \alpha\,\Theta}\,\gamma$$

gesetzt werden dürfte, was zufolge des Mariotte-Gay-Lussac'schen Gesetzes und der Voraussetzung, dass p verschieden von p_1 sein soll, nicht angeht, da nach genanntem Gesetze (siehe Gleichung 8)

$$\frac{p}{\gamma\,(1 + \alpha\,t)} = \frac{p_1}{\gamma_1\,(1 + \alpha\,\Theta)}$$

und daher

$$\gamma_1 = \frac{p_1}{p}\,\frac{1 + \alpha\,t}{1 + \alpha\,\Theta}\,\gamma$$

ist. Hätte Péclet diese richtige Gleichung eingeführt, so würde

$$P = \frac{p_1 - p}{\gamma_1} = \frac{1}{\gamma_1} \left\{ M\gamma_1 + H\gamma_1 - M\gamma_1 - H\gamma \right\}$$

$$= H \frac{\gamma_1 - \gamma}{\gamma_1} = H \cdot \frac{p_1 (1 + \alpha t) - p (1 + \alpha \Theta)}{p_1 (1 + \alpha t)}$$

geworden sein und den von Péclet gefundenen, oben angeführten Werth nur unter der Annahme geliefert haben, dass $p = p_1$ gesetzt werden könne. Da diese Annahme dem Ausgangspunkte der Rechnung, welcher die Ursache des Einströmens in der Verschiedenheit von p und p_1 voraussetzt, geradezu widerspricht, so wäre dieses Resultat ein absurdes und würde Péclet die Haltlosigkeit seiner Prämisse haben erkennen lassen.

In der That erfolgt das Ein- und Ausströmen, oder überhaupt die Bewegung der warmen Luftsäule nicht in Folge einer Spannungsverschiedenheit vor und hinter dem Einströmungsquerschnitte, sondern wegen der Spannungsdifferenz, welche zwischen Ein- und Ausströmungspunkte stattfindet, wie auch mit negativer Einwirkung in Folge des Gewichtes der innern Luftsäule. Specielleren Nachweis von der Richtigkeit hiervon durch Auseinandersetzungen zu geben, würde sehr weitläufig und für Erzielung eines überzeugenden Verständnisses fast unmöglich sein; es musste daher nicht nur als zweckmässiger, sondern sogar als nothwendig erscheinen, die Entwickelung der Theorie schrittweise aus den Elementen des Erkennens, also in der auf den Seiten 120 bis 151 durchgeführten Methode vorzunehmen.

Mit seiner fehlerhaften Berechnungsweise erhält nun Péclet zunächst für die Einströmungsgeschwindigkeit

$$v = \sqrt{2gH \frac{\alpha (t - \Theta)}{1 + \alpha t}},$$

und indem er denselben Irrthum nochmals begeht, insofern er aus der den Beharrungszustand angebenden Gleichung

$$q\, v\, \gamma_1 = q\, v_1\, \gamma$$

für die Ausströmungsgeschwindigkeit v_1,

$$v_1 = \frac{1 + \alpha t}{1 + \alpha \Theta} v$$

folgert, gelangt er zu der Gleichung

$$v_1 = \sqrt{\frac{2gH\alpha (t - \Theta)(1 + \alpha t)}{(1 + \alpha \Theta)^2}}$$

(siehe Péclet, pag. 186). Unsere Gleichung für die Ausströmungsgeschwindigkeit war, in die hier angewendeten Bezeichnungen übersetzt (Seite 127):

$$v_1 = \sqrt{\frac{2 g H \alpha (t_1 - \Theta)}{(1 + \alpha \Theta)}},$$

woraus zu sehen, dass die Péclet'sche Formel um $\sqrt{\frac{1 + \alpha t}{1 + \alpha \Theta}}$ zu gross ist.

Der genannte Irrthum wird aber nicht blos vorübergehend von Péclet begangen, sondern setzt sich durch seine ganze Schrift fort; er begeht ihn nicht aus Versehen, sondern sagt mit besonderer Hervorhebung, indem er die älteren, mit den unsrigen übereinstimmenden Formeln ausführlich polemisirt, in Bezug auf dieselben wörtlich (pag. 195):

„*Les formules que nous venons d'indiquer, admises jusqu'ici par toutes les personnes qui se sont occupées de cette question, et par moi-même dans la deuxième édition de cet ouvrage, ne représentent pas les phénomènes tels qu'ils existent.*"

und sucht noch dazu durch Anführung von experimentellen Ergebnissen zu beweisen, dass er Recht habe. Hierdurch wird dann nicht nur die Geschwindigkeit, sondern auch die Zugwirkung grösser, als unsere Formel sie berechnet.

Ein zweiter Grund, der seiner Formel ein grösseres Resultat ertheilt, als die Wirklichkeit es liefert, ist in der ungenügenden Berücksichtigung der Widerstände zu suchen. Die Reibungswiderstände berechnet er, indem er in die denselben entsprechenden Glieder durchweg die Temperatur und demnach die Geschwindigkeit im Schornsteine einführt, anstatt die Temperaturen resp. die Geschwindigkeiten in den einzelnen Canälen oder doch einen mittleren Werth für dieselben einzusetzen. Es ist zu wiederholten Malen gezeigt worden, dass dieses Verfahren nicht nur bloss angenäherte, sondern in den meisten Fällen sogar gänzlich unwahre und unbrauchbare Resultate zum Vorschein bringt, da gerade die Reibungswiderstände in den Feuercanälen es sind, welche mehr als alle anderen mitwirkenden Factoren die Dimensionen des Schornsteines beeinflussen. Im letzten Vergleich des vorigen Capitels ergab sich z. B. für das Reibungsglied die Zahl

$$\text{nach Péclet zu } \frac{3{,}3 . 2{,}4 . 1{,}55}{(0{,}177)^2} = 400$$

$$\text{nach unserer Formel zu } 140 + 1950 = 2090$$

In ähnlicher Weise höchst ungenau berechnet Péclet die Widerstände im Brennmaterial, wie in den Querschnitts- und Richtungsänderungen und verweist demnach seine ganze Theorie in das Gebiet der gänzlich rohen Approximation, einer Approximation, welche nicht nur helleres Licht über die Vorgänge der Wirklichkeit zu verbreiten unfähig ist, sondern welche auch nicht einmal ausreichende Anhaltspunkte für ungefähre praktische Bestimmungen zu liefern vermag. Wie wenig

man von strenger Beachtung der physikalischen Gesetze abweichen darf und wie vorsichtig man Annäherungsannahmen und Vereinfachungen vermeiden muss, um zu brauchbaren, mit der Wirklichkeit genügend genau harmonirenden Ergebnissen zu gelangen, davon geben die auf den vorstehenden Seiten angestellten Vergleiche mit dem Experimente unzweideutige Beweise. Schon ein Uebersehen des Umstandes z. B., dass bei den herbeigezogenen Versuchen ein anderer Barometerstand in Rechnung gebracht werden müsse, als der den Formeln einverleibte mittlere, ferner ein Uebersehen des Umstandes, dass bei dem Versuchs-Apparate die Querschnitte der Feuercanäle zu verschieden sind, als dass statt ihrer ein Mittelwerth in die Rechnung eingeführt werden könnte, würde ein sehr bedeutendes Abweichen der theoretischen und versuchsmässigen Ergebnisse zur Folge gehabt haben.

Hiermit soll indessen nicht ausgesprochen sein, dass in allen Fällen und auch in denen, wo sich's um Bestimmung der Dimensionen einer zu erbauenden Feuerungsanlage handelt, so genaue und mühsame Rechnungen angestellt zu werden brauchten, wie sie bei obigen Vergleichen durchgeführt wurden; man würde sonst mit Recht entgegenhalten, die praktischen Aufgaben seien nie so präcis gestellt, dass sie eine streng mathematische Lösung oder selbst nur eine Lösung beanspruchten, welche nicht innerhalb ziemlich weiter Grenzen den genauen Werth umkreisen dürfte; aber gesagt soll damit sein, dass zu weit gehende, zu Gunsten der Vereinfachung gestellte Annäherungsannahmen Resultate zum Vorschein bringen, welche eine Sicherstellung für den beabsichtigten Erfolg zu gewähren nicht im Stande sind, ja welche nicht mehr Werth haben, als die unmittelbaren Angaben der blossen Schätzung. Die speciellen Theorieen der Feuerungsanlagen werden auseinanderzusetzen sich zur Aufgabe machen, wie weit man mit Einführung von jenen Annäherungsannahmen und demnach mit Vereinfachung obiger Formeln gehen darf.

Erwähnt kann noch werden, dass Péclet die Navier'sche in ihren Grundzügen auch hier zu Bestimmung der Ausströmungsgeschwindigkeit angewendete Theorie absichtlich aus dem Grunde verwirft, weil die Hypothesen, von denen diese Theorie ausgeht, und demnach auch die Endformeln, nicht genau mit der Wirklichkeit im Einklange sind. Es ist schon auf Seite 247 ausführlich nachgewiesen worden, dass die Abweichungen unter Umständen allerdings von Belang sein können, dass sie aber in sämmtlichen hier zur Geltung kommenden Fällen ein bemerkbares Maass nicht erreichen, und noch weniger die zu beanspruchende Genauigkeit der Endformeln irgendwie fühlbar berühren.

Anfangs- und Endzustand.

Im Ausgange unserer Untersuchungen wurde darauf hingewiesen, dass dieselben nur auf den Beharrungszustand der bei den Feuerungsanlagen auftretenden Vorgänge Bezug nehmen und es erst weiteren Betrachtungen überlassen würden, auch den Einfluss des Anfangs- und Endzustandes zu würdigen.

Es wird daher jetzt hinzugefügt, dass die Fälle, in denen der Anfangs- und Endzustand mehr als der Beharrungszustand zur Bestimmung der Dimensionen einer Feuerungsanlage beachtet werden muss, dann erscheinen, wenn im Erwärmungsvorgange häufigere und länger andauernde Pausen eintreten, oder wenn eine gewisse Wärmemenge nicht sowohl andauernd und in wiederholt gleicher Grösse, als möglichst schnell erzeugt und einem zu erwärmenden Körper mitgetheilt werden soll. Alsdann kommt es weniger darauf an, die Dimensionen unter der Bedingung zu bestimmen, dass dem pro Zeiteinheit in den Apparat geführten Körper die erforderliche Wärme mitgetheilt werde, als sie unter der Bedingung zu ermitteln, dass die ursprünglich hinter der Heizfläche befindliche Füllung und dass das Material, aus welchem Heizfläche und Mauerwerk des Ofens besteht, in der vorgeschriebenen, die Grenzen des Anfangszustandes bezeichnenden Zeit eine verlangte Temperatur erhalte.

Soll z. B. ein Apparat construirt werden, welcher ein Local möglichst schnell zu beheizen bestimmt ist, so wird man nicht einen solchen wählen dürfen, welcher zweckmässig nach erfolgtem Anwärmen die durch äussere Abkühlung aus dem Locale verschwindende Wärmemenge ersetzt, sondern einen solchen wählen müssen, der in möglichst kurzer Zeit sich selbst erwärmt und dadurch schnell zur Wärmeabgabe sich befähigt, und daher wird die Dimension desselben nicht nach der Wärme-

menge bestimmt, welche zum Ersatze der Abkühlung erforderlich ist, sondern nach derjenigen, welche zum Anwärmen der ursprünglich im Locale enthaltenen Luft und der das Local umschliessenden Mauern aufgewendet werden muss.

In welcher besondern Weise nun der Anfangs- und Endzustand in Rechnung zu ziehen ist, lässt sich mit Bezugnahme auf sämmtliche Gattungen von Feuerungsanlagen allgemein nicht wohl angeben und verbleibt daher der „speciellen Theorie der Feuerungsanlagen". —

Resumtion.

Um die wichtigern Resultate der angestellten Untersuchungen schärfer hervorzuheben, um die Ergebnisse, welche wegen der schrittweisen Herleitung vereinzelt dastehen, mit einander zu verbinden und daraus noch weitere Wahrheiten abzuleiten, um mit andern Worten von sämmtlichen Resultaten ein von einem einzigen Gesichtspunkte aus zu übersehendes, durch Hinzufügung der Verbindungslinien geschlossenes Bild vorzuführen: dient nachstehende Resumtion. —

Es wurde erkannt, dass eine Feuerungsanlage drei, ihrer Natur nach wesentlich verschiedene Einzelfunctionen zu verrichten habe, nämlich die Wärmeerzeugung, die Zugerzeugung und die Wärmeübertragung. Die Ansicht, dass die Zugerzeugung ein vertikal stehender Canal, welchen man Schornstein zu nennen pflegt, bewirke, musste als einseitig, nur für den Sonderfall passend bezeichnet werden, in welchem die Feuercanäle genau horizontal liegen, da sich an der Zugerzeugung ebenso eingreifend, ja unter Umständen noch eingreifender die übrigen Canäle der Feuerungsanlage betheiligen und da es auch nicht einmal erforderlich ist, dass der sogenannte Schornstein vertikal steht. Allgemeiner richtig wurde daher von dem Zugerzeugungsvermögen nicht bloss des Schornsteins, sondern sämmtlicher Canäle, also überhaupt der Feuerungsanlage gesprochen und derjenige irgendwie geneigte Theil der Canäle als Schornstein unterschieden, welcher seinen Anfangspunkt am Endpunkte der wärmeübertragenden Canäle hat.

Bei Bestimmung der für eine verlangte Zugwirkung erforderlichen Dimensionen dieses Theils der Canäle, also des Schornsteins, ergab sich, dass in den meisten Fällen die Widerstände und hauptsächlich die Reibungswiderstände streng berücksichtigt werden müssen, da sie vorwiegenden Einfluss auf die Zugwirkung ausüben. Um eine bestimmte

Zugwirkung zu erzeugen, d. h. um eine bestimmte Gewichtsmenge Luft, respective Verbrennungsgas durch die Feuerungsanlage zu bewegen, muss dieser Luft oder diesem Gase eine bestimmte Geschwindigkeit ertheilt und zu dem Ende ein gewisser Druck ausgeübt werden. Dieser Druck wird, kurz gesprochen, durch die Differenz aus dem Gewichte der äusseren und demjenigen der vertical projicirten innern Luftsäule hervorgebracht, er wird demnach mit dieser verticalen Projection, also mit der Höhe der Canäle unter sonst gleichen Umständen wachsen. Da nun ein bedeutender Druck hauptsächlich zu Ueberwindung der Widerstände ausgeübt werden muss und da der Druck, welcher abgesehen von den Widerständen zu Erzeugung der erforderlichen Geschwindigkeit nöthig wird, verhältnissmässig sehr gering ist, so hängt die Höhe der Canäle und demnach diejenige des Schornsteins zunächst von dem Betrage dieser Widerstände ab.

Denjenigen Theil der Schornsteinhöhe, welcher bloss zu Ueberwindung dieser Widerstände angeordnet werden muss, nannten wir Minimalhöhe, während unter Maximalhöhe diejenige Höhe verstanden wurde, welche einer Feuerungsanlage die stärkste Zugwirkung ertheilt und unter oder über welcher hinaus eine geringere als diese stärkste Zugwirkung eintreten würde. Es ergab sich, dass nicht befürchtet zu werden braucht, diese Maximalhöhe werde in irgend einem Sonderfalle von der Ausführbarkeit überschritten.

Da die Reibungswiderstände einen so sehr bedeutenden Einfluss auf die Höhe des Schornsteins ausüben und da dieselben im umgekehrten Verhältnisse zum Quadrate des Canalquerschnittes, oder genauer im umgekehrten Verhältnisse zu der Quadratwurzel der fünften Potenz des Canaldurchmessers stehen, so kann man durch Anordnung sehr weiter Canäle den Vortheil gewinnen, mit verhältnissmässig sehr niedrigem Schornsteine auszureichen. Dabei ist ausserdem nicht zu befürchten, dass wegen Erweiterung der Canäle eine ungünstigere Ausnutzung, also eine schwächere Abkühlung der Verbrennungsproducte bemerkbar hervortreten werde; vielmehr muss man aus den von Praktikern aufgestellten Erfahrungsregeln schliessen, dass die Weite der Canäle auf die Menge der den Verbrennungsproducten entzogenen Wärme nur sehr unbedeutenden Einfluss hat. Wenn auf Seite 237 gesagt wurde, dass innerhalb der dort angeführten, sehr weiten Grenzen der Canalquerschnitt frei gewählt werden könne, so war dabei selbstverständlich gemeint, dass nach der getroffenen Wahl die Dimensionen des Schornsteines eingerichtet werden müssten, und nicht, dass für alle Grössen derselbe Schornstein ausreichen würde.

Zufolge von Vernunftsgründen muss man indessen annehmen, dass geringe Unterschiede in der Wärmeausnutzung stattfinden, und dass demnach die Canäle eng und der Schornstein hoch, oder die Canäle weit und der Schornstein niedrig hergestellt werden müssen, je nachdem man an einer gegebenen Heizfläche möglichst viel Wärme

den Verbrennungsproducten entziehen, oder mit geringer Wärmeentziehung sich begnügen will.

Die empirischen Regeln, welche ein bestimmtes Verhältniss zwischen Canalquerschnitt und Rostfläche vorschreiben, erweisen sich als unrationell und als Vorschriften, welche häufig zu sehr bedeutenden Irrthümern und Verkehrtheiten führen können. Die auf Seite 223 berechneten Tabellen geben hiervon unzweideutiges Zeugniss. Es musste als rationeller erscheinen, die Canalquerschnitte vollständig unabhängig von der Grösse des Rostes zu bestimmen, da die Bedingungen, von denen jede dieser Grössen abhängt, keine gemeinsamen für beide sind. In gleicher Weise ist es unrationell, den Querschnitt des Schornsteins im Verhältniss zur Rostfläche oder zum Canalquerschnitt anzuordnen; denn dieser Schornsteinquerschnitt wird durch den Unempfindlichkeitsgrad, welchen man erreichen will oder muss, d. h. durch das Verhältniss bestimmt, in welchem die Ausströmungsgeschwindigkeit zur störenden Windströmung steht, der Canalquerschnitt durch die bereits angeführten Beziehungen zwischen Wärmeausnutzung und Aufwand an Anlagecapital, und die Rostoberfläche durch die Anforderung des bequemen Bedienens und Wartens, wie durch die Querschnittsdimensionen des Erwärmungsapparates.

In Bezug auf letztere hat nämlich die Erfahrung gelehrt, dass innerhalb sehr weiter Grenzen auf jeder beliebig grossen Oberfläche das Brennmaterial gleich günstig verwerthet werden kann und dass die günstige Verwerthung, eine genügende Zugwirkung vorausgesetzt, nur von dem Verhältnisse abhängt, in welchem die Dicke der Brennmaterialschicht zu der Rostoberfläche steht. Dieses Verhältniss ist auf Seite 317 berechnet. Da nun mit wachsender Grösse des Rostes pro Gewichtseinheit zu consumirendes Brennmaterial die Höhe des Schornsteines abnehmen kann, so wird man den Rost so gross herstellen, als es wegen bequemer Bedienung und Wartung geschehen darf.

Der erwähnte Unempfindlichkeitsgrad kann, wie aus den auf Seite 341 angestellten Untersuchungen hervorgeht, bei einem bestehenden Schornsteine durch Abdeckung des Gipfels mit einer Platte von kleiner Oeffnung (Fig. 60) unter Umständen leicht vergrössert, also die durch stärkere Windeinflüsse entsehende Schwankung in der Zugwirkung leicht vermindert werden, ohne dass dadurch die Stärke der Zugwirkung sich erheblich abschwächte. Der Grund hiervon liegt darin, dass durch die, wenn auch geringe Verminderung der durchströmenden Gasmenge die Widerstände in den Feuercanälen sehr erheblich geschwächt werden und demnach die sogenannte Minimalhöhe des Schornsteins kleiner, also die theoretische, auf Erzeugung der Geschwindigkeit activ einwirkende Höhe bedeutend grösser ausfällt. Aus dieser Thatsache zu schliessen, dass es vortheilhaft sei, bei vorzunehmender Construction einer Feuerungsanlage von vornherein den Gipfel des Schornsteins in der angedeuteten Weise abzudecken, wäre indessen irrig, da sich auf

Seite 342, wie auf Seite 229 ergeben hat, dass jede der auf Seite 228 skizzirten Längenformen mit geringem Unterschiede gleichgünstig wirkt, wenn nur alle gleichgrossen Ausströmungsquerschnitt haben.

Diese Betrachtungen lehren gleichzeitig, wie sehr verkehrt es ist, aus blossen Beobachtungen Regeln und Vorschriften abzuleiten, und wie leicht man dazu inducirt werden kann. Die Umstände können sich gar nicht schwierig so vereinigen, dass man an hunderten von Feuerungsanlagen beobachtet, ein Abdecken des Schornsteins in der angeführten Weise sei von überraschend günstigem Einflusse auf die Regelmässigkeit in der Zugwirkung; aber trotzdem wäre es vollständig verkehrt, aus diesen Beobachtungen die allgemeine Regel zu folgern, dass am Gipfel verengte Schornsteine besser, als Schornsteine von anderer Längenform wirkten. In ganz gleicher Weise verhält sich's mit tausend anderen und wichtigeren Beobachtungen, die man an Feuerungsanlagen anstellt und angestellt hat, und es findet hierdurch die Thatsache Erklärung, dass Erfahrungsregeln für einige Gattungen von Feuerungsanlagen existiren, welche den für andere Gattungen aufgestellten geradezu widersprechen. Uebrigens kann man aus den Erörterungen über die Verengung der Ausströmungsöffnung die Lehre nehmen, dass es zweckmässiger ist, das Zugregister am Gipfel, als im Fuchse oder an irgend einem andern Orte der Feuerungsanlage anzubringen, eine Lehre, welche auch deshalb befolgt zu werden verdient, weil durch den Abschluss des Gipfels eine Auskühlung des Schornsteines nach Einstellung des Betriebes verhütet und dadurch das jedesmalige Anheizen erleichtert und billiger gemacht wird.

In der Regel und zum Theil auf ältere Theorieen gestützt ist man der Meinung, dass die Zugwirkung unter sonst gleichen Umständen proportional mit dem Ausströmungsquerschnitte des Schornsteines wachse, dass man also diesen Querschnitt nur doppelt und dreifach so gross, als anfänglich herzustellen brauche, um eine doppelt und dreifach verstärkte Zugwirkung zu erhalten. Unsere Untersuchungen lehren, dass diese Meinung eine irrige ist und dass in sehr vielen Fällen durch bedeutende Vergrösserung des Querschnittes eine kaum messbare Verstärkung des Zuges entsteht. Die Experimente von Dr. Brix an der berliner Versuchs-Feuerungsanlage bestätigen diesen Ausspruch der Theorie in überraschendster Bestimmtheit. Es zeigt sich überhaupt, dass in alle den Fällen, in denen die Feuercanäle eng und lang sind, oder in denen durch Constructionseigenthümlichkeiten erhebliche Widerstände in den Canälen oder im Brennmaterial hervorgerufen werden, jene Einflusslosigkeit des Ausströmungsquerschnittes auf die Zugwirkung erscheint, und dass allein die Höhe des Schornsteines als maassgebender Factor auf den Erfolg influirt. Regeln aus der Theorie abzuleiten, welche durch einfachen Calcul diesen Einfluss in allen, oder selbst nur den meisten Wechselfällen auffinden liessen, ist nicht möglich, sondern jedes Mal müssen die aufgestellten Formeln auf's Neue befragt werden.

Die Untersuchungen über Schornsteine für mehrere Feuerungsanlagen sagten aus, dass die empirischen Regeln, welche in den Fällen, wo sämmtliche z Feuerungsanlagen unter sich gleich sind, den Querschnitt des Schornsteines zmal und die Höhe desselben ebenso gross, als es eine jener Feuerungsanlagen verlangen würde, herzustellen vorschreiben, vollständig rationell und mit der Theorie im Einklange sich erwiesen. Aber sie sagten ferner, dass man zu Befolgung dieser Regeln nicht jedes Mal genöthigt sei, sondern auch durch andere, auf Seite 258 näher bezeichnete Querschnitts- und Höhenverhältnisse den beabsichtigten Erfolg erreichen könne.

Wenn die Feuerungsanlagen, welche durch einen gemeinsamen Schornstein betrieben werden sollen, nicht von gleicher Grösse und Wirkung sind, so muss die Minimalhöhe des Gesammtschornsteines so gross, als diejenige sein, welche die grösste jener Feuerungsanlagen für sich allein erfordern würde, und die übrige, wie die Querschnittsdimension so gross, als sie von sämmtlichen Feuerungsanlagen unter Berücksichtigung der denselben gemeinsamen Schornstein-Temperatur verlangt wird; dabei ist aber unter der grössten Feuerungsanlage nicht diejenige zu verstehen, welche das meiste Brennmaterial verbraucht, oder die meiste Wärme aufnimmt, sondern diejenige, welche die stärksten Widerstände entgegensetzt, welche also für sich allein die grösste Minimalhöhe beanspruchen würde. Es ergab sich ferner, dass ein Schornstein, der ursprünglich für eine einzige Feuerungsanlage erbaut war und nicht mehr als gerade ausreicht, trotzdem unter Umständen noch für eine zweite und dritte gleichzeitig thätig sein, ja sogar durch Hinzufügung einer zweiten und dritten noch besser functioniren kann. Diese Umstände treten hauptsächlich ein, wenn die zugefügten Feuerungsanlagen die Verbrennungsproducte mit einer Temperatur in den Schornstein abgeben, welche die ursprüngliche bedeutend steigert. Alle diese Resultate und Angaben beziehen sich nur auf Schornsteine, welche die Canäle der Feuerungsanlagen in gleicher oder nahezu gleicher Höhe aufnehmen, und werden auf die Fälle, in denen die Feuerungsanlagen in verschiedenen Horizontalebenen angebracht sind, erst in der „speciellen Theorie der Feuerungsanlagen" ausgedehnt werden.

Bezüglich der Temperatur, welche den Verbrennungsproducten im Schornstein zweckmässig ertheilt oder belassen wird, ergab sich folgendes. Es wurden drei Besonderheiten von Temperaturen unterschieden, die Maximaltemperatur der Zugwirkung, die Maximaltemperatur der Erwärmungswirkung und die Temperatur des vortheilhaftesten Wirkungsgrades. Bei Eintritt der ersten dieser Temperaturen äussert eine Feuerungsanlage ihre stärkste Zugwirkung, bei Eintritt der zweiten wird die grösstmögliche Wärmemenge durch ihre Heizfläche geleitet, und bei Eintritt der dritten der vortheilhafteste Effect, d. h. derjenige Effect erzielt, bei welchem der verlangte Erwärmungszweck mit den geringsten Kosten beschafft wird. Irrthümlicherweise

ist die erste dieser Temperaturen von einigen Autoren als die günstigste bezeichnet und dabei ausserdem noch der zweite Irrthum begangen worden, ihre Berechnung unter Vernachlässigung der Widerstände vorzunehmen. Mit diesem Irrthume ergiebt sich eine Maximaltemperatur von 274 bis 300 Graden für alle Feuerungsanlagen, während ein richtigeres Rechnungsverfahren je nach Construction der Feuerungsanlage 600 bis 1000 Grade, also eine Temperatur liefert, welche zu erreichen niemals oder höchstens in abnormen Fällen (bei Ventilirungsessen) angestrebt wird. Richtiger würde es sein, statt dieser die stärkste Zugwirkung herbeiführenden Temperatur die zweite Temperaturart, also diejenige für eine zweckmässige zu erklären, bei deren Eintritt die grösste Wärmemenge durch die Heizfläche geleitet wird, und welche unter allen Umständen grösser als 102 Grad sich ergab. Aber auch diese ist nur in den Fällen die vortheilhafteste, in denen der Erwärmungseffect auf Kosten des Brennmaterialverbrauches bis zum Aeussersten angespannt werden soll. In allen andern Fällen dagegen kommt die Temperatur zur Geltung, welche dem vortheilhaftesten Wirkungsgrade angehört.

Unter diesem Wirkungsgrade ist nicht fälschlich derjenige zu verstehen, bei dessen Vorhandensein die verlangte Wärmemenge mit dem geringsten Aufwande an Brennmaterial erhalten wird, sondern man muss beachten, dass der Wirkungsgrad nicht nur auf den Verbrauch von Brennmaterial, sondern auch auf die Grösse des Anlagecapitals der Feuerungsanlage einwirkt. Der Wirkungsgrad, welcher den Brennmaterialverbrauch zu einem Minimum macht, ist der Einheit gleich, indem er alle auf dem Roste erzeugte Wärme dem zu erwärmenden Körper mittheilt, aber er erfordert eine Heizfläche, einen Ofen und einen Schornstein von übermässiger, von unendlicher Grösse; er würde nicht der vortheilhafteste genannt werden können, weil die Kosten für die Feuerungsanlage, die er beansprucht, oder genauer die Zinsen für diese Kosten bei weitem grösser ausfallen, als die Ersparungen an Brennmaterialkosten, welche er erreichen lässt. Um den wahrhaft vortheilhaftesten Wirkungsgrad zu erhalten, muss man daher sämmtliche Kosten, welche zu Erreichung des verlangten Erwärmungsgrades erforderlich sind, einander gegenüberstellen und untersuchen, für welche Annahmen diese Gesammtkosten zu einem Minimum werden. Die in dieser Weise auf Seite 198 angestellten Untersuchungen haben ergeben, dass der vortheilhafteste Wirkungsgrad nicht von der pro Stunde einzuleitenden Wärmemenge, also nicht von der absoluten Grösse der Feuerungsanlage, sondern bloss von den localen Preisverhältnissen und der Stundenzahl abhängt, während welcher der Apparat das Jahr über in Thätigkeit kommt.

Der vortheilhafteste Wirkungsgrad hat also nicht einen für alle Wechselfälle constanten Werth, sondern muss für jede locale Eigenthümlichkeit besonders bestimmt werden. Mit den auf Seite 203 der Rechnung untergelegten Verhältnissen stellte sich ein Wirkungsgrad von circa 0,9, also ein verhältnissmässig sehr hoher heraus.

Mit diesem vortheilhaftesten Wirkungsgrade indessen und mit der ihm zugehörenden Temperatur die Dimensionen einer Feuerungsanlage unter allen Umständen zu bestimmen, würde verkehrt sein, da sehr häufig die Vorgänge des Anfangs- und Endzustandes weit mehr maassgebend sind, als diejenigen des hier allein berücksichtigten Beharrungszustandes. Diese Umstände erscheinen, wenn häufige Unterbrechungen im Betriebe eintreten, wenn also das Anheizen und der endliche Verlauf verhältnissmässig viel Zeit im Vergleich zum regelmässigen Functioniren einnimmt.

Von allen drei besprochenen Temperaturbesonderheiten wird die vortheilhafteste am Fusse des Schornsteins gemessen, während die beiden andern als arithmetische Mittel der unteren und der Gipfeltemperatur gelten. Bei gemauerten Schornsteinen von nicht zu dünnen Wandungen ist dieses arithmetische Mittel von der unteren Temperatur nicht viel verschieden; sind aber die Wandungen dünne oder ist der Schornstein gar von Metall, so fällt die Abkühlung sehr bedeutend aus. Bei dem Brix'schen Versuchs-Schornstein stellte sich, trotzdem derselbe nicht höher als 17 Meter war, die Gipfeltemperatur immer nur $^3/_4$ von der unteren Temperatur heraus, und bei dem auf Seite 172 behandelten numerischen Beispiele ergab sich, dass in Blechschornsteinen die Abkühlung unter Umständen so bedeutend wird, um den beabsichtigten Erfolg vollständig zu vereiteln, weshalb es gerathen sein würde, die Blechschornsteine möglichst eng und am Gipfel allmählich erweitert herzustellen.

Ausser den drei genannten Temperaturbesonderheiten kann auch noch eine vierte, nämlich die „Minimaltemperatur der Zugwirkung" unterschieden werden, sofern man unter dieser Temperatur diejenige versteht, bei deren Eintritt die Zugwirkung, also auch die Ausströmungsgeschwindigkeit der Verbrennungsproducte zu Null wird. Wie ein Blick in eine der für V auf Seite 159 angeführten Formeln zeigt, tritt diese Temperatur ein, wird also V in Bezug auf T_1 zu Null, wenn $T_1 = \mathfrak{T}$, wenn also die Ausströmungstemperatur gleich der äusseren ist. Allein um die Minimaltemperatur genau zu bestimmen, dürfen die genannten Formeln nicht sofort verwendet, sondern müssen unter Beachtung des Umstandes zuvor modificirt werden, dass wir eine Gleichheit des specifischen Gewichtes von Luft und Verbrennungsgas, oder mit andern Worten annahmen, nicht Verbrennungsgas, sondern atmosphärische Luft durchströme die Feuerungsanlage. In der That aber ist der Rauch, wenn seine Temperatur von gleicher Höhe, schwerer als atmosphärische Luft; wenn also, wie wir erkannten, die Bewegung des Rauches zumeist von der Gewichtsdifferenz der innern und äussern Luft erzeugt wird, so muss seine Temperatur verhältnissmässig höher sein, um eine bestimmte Geschwindigkeit zu vermitteln.

Eine genaue Bestimmung nun kann vorgenommen werden, wenn man die vorhandene Verschiedenheit zwischen den specifischen Gewichten

von Luft und Verbrennungsgas dadurch in den Fundamentalformeln 132, 133 und 135 berücksichtigt, dass man $\varkappa$ als verschieden gross in dieselben einführt. Es ist nämlich nach Gleichung 9 und 10:

$$\varkappa = \frac{P_0}{\gamma_0 (1 + \alpha . 0)}$$

wenn γ_0 die Dichte bei 0 Grad und P_0 die Spannung bei derselben Temperatur bedeutet. Schreibt man nun ebenso für das Verbrennungsgas:

$$\varkappa_1 = \frac{P_0}{\gamma'_0 (1 + \alpha . 0)}$$

und nimmt in beiden Fällen P_0 gleich gross an, so wird:

$$\varkappa_1 = \frac{\gamma_0}{\gamma'_0} \varkappa .$$

Daher muss Gleichung 134 richtiger

$$V = \sqrt{2 g \left\{ \varkappa_1 (1 + \alpha T) \ln t \frac{P_1}{P} - H \right\}}$$

$$= \sqrt{2 g \left\{ \frac{\gamma_0}{\gamma'_0} \varkappa (1 + \alpha T) \ln t \frac{P_1}{P} - H \right\}}$$

und demnach, da 135 unverändert bleibt, Formel 136:

$$V = \sqrt{\frac{2 g \left[\alpha \left(\frac{\gamma_0}{\gamma'_0} T - \mathfrak{T} \right) - \left(1 - \frac{\gamma_0}{\gamma'_0} \right) \right] H}{1 + \alpha \mathfrak{T}}}$$

geschrieben werden. Ebenso ändert sich, wie man sich leicht überzeugt, die allgemeiner gültige Formel 150, oder die kurz darauf folgende in

$$V = 0{,}25 \sqrt{\frac{\left[\left(\frac{\gamma_0}{\gamma'_0} T_1 - \mathfrak{T} \right) - \frac{1}{\alpha} \left(1 - \frac{\gamma_0}{\gamma'_0} \right) \right] H_5 \pm \mathfrak{C}}{1 + \frac{1}{(1 + \alpha T_1)^2} \left\{ \mathfrak{A} + b \delta \left(\frac{Q}{R} \right)^2 + \mathfrak{B} \right\}}}$$

um, und hieraus ersieht man, dass V = Null und dass demnach die Minimaltemperatur T_{min} gefunden wird, wenn man:

$$\frac{\gamma_0}{\gamma'_0} T_1 - \mathfrak{T} - \frac{1}{\alpha} \left(1 - \frac{\gamma_0}{\gamma'_0} \right) = \text{Null}$$

setzt. Hieraus folgt:

$$T_{min} = \frac{\gamma'_0}{\gamma_0} \left(\mathfrak{T} + \frac{1}{\alpha} \right) - \frac{1}{\alpha} .$$

Und nun bestimmt sich $\frac{\gamma'_0}{\gamma_0}$ in folgender Weise:

Es ist bekannt, dass bei Verbrennung der Kohle zu Kohlensäure ein Gasvolumen entsteht, welches, auf dieselbe Temperatur reducirt, nicht grösser als das Volumen des Verbrennungs-Sauerstoffs oder der Verbrennungsluft ist. Da nun das Gewicht des entstehenden Gases nach Seite 52

$$= n\,A + (1 - a)$$

ist, so ergiebt sich:

$$\frac{\gamma'_0}{\gamma_0} = \frac{n\,A + (1 - a)}{n\,A}$$

und demnach

$$T_{min} = \frac{n\,A + (1 - a)}{n\,A}\left(\mathfrak{T} + \frac{1}{\alpha}\right) - \frac{1}{\alpha}.$$

Wie man sieht, ist diese Temperatur vollständig unabhängig von den besondern Dimensionen der Feuerungsanlagen und gilt daher für sämmtliche Constructionsarten derselben. Sie ist aber wesentlich abhängig von der Luftmenge, welche zu Verbrennung von 1 Kilogr. Brennmaterial eingeleitet werden muss, ferner abhängig von der Schlacken- und Aschenmenge, und endlich, wie übrigens schon *a priori* zu erkennen, von der Temperatur $\mathfrak{T}$ der äusseren Atmosphäre.

Um deutlichere Vorstellung von dem besonderen numerischen Werthe derselben für verschiedene Modalitäten zu erhalten, werde $\mathfrak{T} = 27^0$ angenommen, $a = 0$ und $n\,A$ nacheinander $= 5, 10, 15, 20, 30$ gesetzt. Alsdann ergiebt sich, da $\frac{1}{\alpha} = 273$ ist:

$$T_{min} = 87^0, = 57^0, = 47^0, = 42^0, = 37^0.$$

Nimmt man dagegen unter denselben sonstigen Umständen $\mathfrak{T} = 0$ an, so wird

$$T_{min} = 54^0, = 27^0, = 18^0, = 15^0, = 9^0.$$

Hieraus ist zu erkennen, dass Steinkohlenfeuerungen eine geringere Minimaltemperatur haben, als solche, in denen Holz verbrannt wird, da die Verbrennungsluftmenge für Steinkohle bedeutender ist, als die für das andere genannte Brennmaterial. Ferner erklärt sich hierdurch die häufig wahrgenommene Thatsache, dass die Feuerungsanlagen bei hoher äusserer Temperatur eine geringere Zugwirkung liefern, als bei weniger hoher, und dass diejenigen unter ihnen, welche an und für sich die Verbrennungsproducte sehr stark abkühlen, wie z. B. die Zimmeröfen, bei zunehmender äusserer Temperatur den Uebelstand des sogenannten „Rauchens“ empfinden lassen, ein Uebelstand, der, nebenbei bemerkt, um so eher zum Vorschein kommt, als aus nahe liegenden Gründen bei niederer äusserer Temperatur auch weniger geheizt und demnach, da man für alle Fälle dieselbe Heizflächengrösse anwendet, das Verbrennungsgas um so stärker abgekühlt wird. Diesem Uebelstande kann durch Verminderung der Heizfläche, was durch zweckent-

sprechendes Anbringen von Röhren, die den Rauch früher als gewöhnlich in den Schornstein leiten, zu ermöglichen ist, genügend abgeholfen werden. —

Bezüglich der Führung der Feuercanäle entschieden die Untersuchungen dafür, dass ein vertikales oder ansteigendes, gegenüber einem horizontalen oder geneigten Anordnen derselben, bedeutende Vorzüge insofern habe, als dadurch der Schornstein um einen namhaften Bruchtheil seiner sonst erforderlichen Höhe niedriger hergestellt werden könne. Ferner sagten diese Untersuchungen aus, dass ein häufiges Hin- und Herleiten der Canäle an der Heizfläche unvortheilhafter sei, als ein einmaliges Hinführen derselben von vorn nach hinten oder von unten nach oben. In der Regel nimmt man auf Grund eines sogenannten praktischen Gefühles das Gegentheil an. Es wurde nachgewiesen, dass der Ausspruch der Theorie nicht bloss mit mathematischem Formelwerke, sondern auch mit unbewaffnetem Erkenntniss- und Schlussvermögen gefunden werden könne, und dass jenes praktische Gefühl, wie die meisten dieser sensualistischen Talente, nicht sowohl ein Gefühl oder die Aeusserung einer instinctiven Empfindungsfähigkeit, als ein einseitiger und mathematisch unlogischer Vernunftschluss ist, der nur mit jenem Gefühle verwechselt wird, weil seine anonyme Herkunft ihn verdunkelt.

Ein Hin- und Herleiten der Canäle ist nur dann gerechtfertigt, wenn durch dasselbe aus einer Nichtstromheizfläche eine Gegenstromheizfläche gemacht werden kann, oder wenn die Vertheilung der Temperatur nach einem vorgeschriebenen Modus geschehen soll (Seite 242).

Liegt die Frage vor, ob die Anordnung mehrerer gleichzeitig durchströmten Canäle oder die nur eines einzigen vortheilhafter sei, so lautet die Entscheidung zu Gunsten der ersten, sofern, wie bei Locomotivkesseln und Calorifers, der ganze Umfang der Canäle als Heizfläche wirkt, und zu Gunsten der zweiten, wenn ein Theil des Umfanges, wie bei gemauerten Canälen, nicht der Heizfläche angehört.

Die Querschnittsform der Canäle wird durch constructive Erfordernisse, wie durch Anforderungen der praktischen Behandlung jedesmal bestimmt, und ebenso spricht kein anderer als diese Gründe für die besondere Wahl der Längenform, nur muss darauf geachtet werden, dass plötzliche Querschnitts- und Richtungsänderungen nicht unnöthigerweise entstehen, und dass etwa erforderliche Verengungen durch allmähliche Uebergänge der Querschnitte sich anordnen. Solche Verengungen können z. B. erforderlich sein, wenn an einer bestimmten Stelle der Canäle möglichst viel Luft eingeführt werden soll. Wie aus unsern Untersuchungen hervorging, ist nämlich die innere Pressung um so kleiner, je enger der Canal wird, die Druckdifferenz zwischen innen und aussen also an solchen Stellen um so grösser. —

Die Frage über die Vorzüge der mechanischen Zugerzeuger vor den Schornsteinen beantwortete sich dahin, dass der öconomische Vortheil zu Gunsten der Ventilatoren in allen den Fällen spricht, in denen die Widerstände in der Feuerungsanlage verhältnissmässig bedeutend sind. In den beiden auf Seite 290 behandelten Beispielen fand dieses statt, und daher wurde auch ein Vortheil bemerkbar. Da aber die Widerstände hauptsächlich durch enge und lange Canäle, wie durch relativ kleine Rostflächen verursacht werden und da, wie wir sahen, die Anordnung weder des einen noch des andern besonders vortheilhaft ist, so wird die Entscheidung allgemein genommen nicht zu Gunsten der Ventilatoren und um so weniger ausfallen, als ein Schornstein von gewisser Höhe zu Abführung des Rauches in höhere Luftschichten trotz des Ventilators jedesmal angewendet werden muss. Wie übrigens auf Seite 292 bemerkt wurde, ist eine für alle Fälle zutreffende Entscheidung über die Vortheile von Ventilatoren und Schornsteinen nicht möglich, sondern muss, wenn man sicher gehen will, in jedem Sonderfalle auf's Neue und zwar durch die auf Seite 290 erörterten Rechnungsoperationen ermittelt werden.

Die Ventilatoren sind auch wohl als Beförderer einer rauchfreieren und vortheilhafteren Verbrennung und zwar deshalb empfohlen worden, weil sie behauptetermaassen die Verbrennungsluft besser zu reguliren und eine grössere Quantität davon einzupressen gestatteten. Allein es ist anzunehmen kein Grund, weshalb nicht mit Hülfe des Zugregisters die Regulirung ebenso vollkommen in einem Schornsteine geschehen sollte und weshalb nicht die Feuerungsanlage so gebaut werden könnte, dass ein Schornstein die erforderliche Zugwirkung hervorbrächte. Wurde ein Vortheil wirklich wahrgenommen, wurde experimentell gefunden, dass der selbst beträchtlich hohe Schornstein einer Feuerungsanlage die zu günstiger Verbrennung erforderliche Luftmenge nicht herbeischaffte und dass alsdann ein Ventilator den Erwärmungseffect steigerte, so muss man annehmen, dass der Querschnitt der Canäle dieser Feuerungsanlage zu eng oder die Rostfläche zu klein hergestellt war, und dass demnach der später angewendete Ventilator als Abhelfer dieser Constructionsfehler, nicht aber günstig wirkte, weil er überhaupt besser wäre, als ein Schornstein. Uebrigens hat sich herausgestellt, dass eine mit übermässig viel Luft erzielte Rauchverzehrung durchaus keine öconomischen Vortheile gewährt.

Es zeigte sich bei Behandlung der Rauchverhütungs-Frage, dass allerdings unter allen Umständen mit der Rauchverhütung Brennmaterialersparnisse zu gewinnen seien, d. h. dass zu Uebertragung einer bestimmten Wärmemenge an einen zu erwärmenden Körper bei erzielter Rauchverhütung weniger Brennmaterial aufgewendet zu werden brauche, als bei weniger vollkommener Verbrennung; aber gleichwohl konnte die Rauchverhütung nicht als öconomisch vortheilhafter bezeichnet werden, da gleichzeitig eine solche Vergrösserung der Heizfläche und

überhaupt der Feuerungsanlage erforderlich wurde, dass die hierzu aufzuwendenden Kosten beträchtlicher sich herausstellten, als die Kosten jener Brennmaterialersparnisse. Untersuchte man zwei Feuerungsanlagen von durchaus gleicher Grösse und gleicher Einrichtung, oder untersuchte man dieselbe Feuerungsanlage einmal unter Voraussetzung einer Rauchverhütung und das andere Mal unter Voraussetzung einer weniger vollkommenen Verbrennung, so ergab sich, dass alsdann keine Ersparungen von der Rauchverzehrung erwartet werden durften. Wenigstens musste man so unter vorausgesetzter Gültigkeit der Erfahrungen schliessen, welche bislang über den Ueberschuss an Luftmenge gesammelt sind, der zu Erzielung einer vollkommenen Verbrennung eingeführt werden muss.

Ob bei einer vorhandenen Feuerungsanlage durch Herbeiführen von Rauchverhütung Brennmaterialersparnisse zu gewinnen sind, ist, so stellte sich heraus, ganz davon abhängig, ob das Verhältniss zwischen Wirkungsgrad des Feuerraums und Verbrennungsluft günstiger wird, als bei weniger vollkommener Verbrennung, und ebenso verhält sich's, wenn nach dem absolut öconomischen Vortheile einer Feuerungsanlage gefragt wird, die eine der vollkommenen Verbrennung besonders angepasste Einrichtung, also eine entsprechende Vergrösserung der Heizfläche und des Schornsteines erhält. Jenes Verhältniss ist noch nicht durch genügend genaue und genügend umfangreiche Experimente ermittelt worden, aber aus ungefähr angestellten Beobachtungen hat sich ergeben, dass es bei Eintritt der Rauchverhütung kein günstigeres wird, sondern dass es den vortheilhaftesten Werth bei einem Grade der vollkommenen Verbrennung annimmt, welcher einen Feuerraums-Wirkungsgrad von 0,7 bis 0,8 zum Vorschein bringt. Die Fälle, in denen nach Einführung eines rauchverhütenden Apparates oder überhaupt nach geglückter Erzielung einer rauchfreien Verbrennung Brennmaterialersparnisse beobachtet wurden, mussten als solche bezeichnet werden, in denen vorher eine relativ besonders ungünstige Verbrennung stattgefunden hatte, oder in denen die Feuerungsanlage vorher schlechter construirt war, als sie mit den jetzigen Hülfsmitteln hätte construirt sein können.

In umgekehrter Schlussfolge kann man daher über die Rauchverzehrungsfrage urtheilen, es müsse das Streben nach Erfindung eines öconomisch wirkenden rauchverhütenden Apparates oder überhaupt nach Verbesserung der Verbrennungsräume dahin gerichtet sein, das genannte Verhältniss zwischen Feuerraums-Wirkungsgrad und Verbrennungsluft, also das Verhältniss $\frac{\eta_1}{n A}$ möglichst zu steigern, oder auch, was auf dasselbe hinausläuft, die Temperatur im Feuerraume, abgesehen von der strahlenden Wärme, möglichst nahe an den pyrometrischen Effect zu führen. Wenn daher auf Seite 249 gesagt wurde, dass man

den Verbrennungsact entweder zu Erzielung des möglichst vollkommenen pyrometrischen oder zu Erzielung des möglichst vollkommenen calorimetrischen Effectes einleitete, so muss in Hinblick auf den öconomischen Punkt der Zusatz beigefügt werden, dass in allen Fällen das erstere zu erreichen die Aufgabe einer guten Construction sei. —

Bei Untersuchung der Heizflächen stellte sich heraus, dass dieselben als Gegenstrom-, Parallelstrom-, Nichtstrom- und Dampfheizflächen wesentlich unterschieden werden mussten, indem die zu diesen Benennungen veranlassenden Bewegungsrichtungen der wärmenden und erwärmten Gase von ganz besonderem Einflusse auf den sonst gleichen Erwärmungseffect seien. Abgesehen von der letzten der genannten Kategorieen, welche, da bei ihr ein besonderes den übrigen niemals zugehöriges Heizgas (Dampf) verwendet wird, dem Vergleiche sich entzieht, ergab sich, dass die Gegenstromfläche in jedem Falle kleiner als die beiden andern, und dass die Parallelstromfläche meistens kleiner, als die Nichtstromheizfläche sein dürfe, um eine vorgeschriebene Wärmemenge bei Erlangung eines bestimmten Wirkungsgrades in sich aufzunehmen. Es ergab sich ferner, dass diese Grössenunterschiede um so mehr hervortreten, je höher die Temperatur des erwärmten Körpers sein soll und je grösser bei höheren Wirkungsgraden der Coefficient n, d. h. die Zahl ist, welche das Verhältniss der wirklichen zur theoretischen Verbrennungs-Luftmenge angiebt.

Hieraus durfte indessen nicht geschlossen werden, die Gegenstromheizfläche sei unter allen Umständen die zweckmässigste, es sei also unter allen Umständen am gerathensten, die Feuercanäle so anzuordnen, dass die Bewegungsweise von Heizgas und zu erwärmendem Körper eine Gegenströmung werde; sondern wie die spätern Untersuchungen über die Zugwirkung lehrten, musste man beachten, dass die Kosten, welche zu Herbeiführung jener Anordnung aufzuwenden sind, eventuell bedeutender ausfallen können, als die Ersparungen, welche mit derselben gegenüber einer Nichtstromheizfläche zu erreichen sind, und dass demnach die Gegenstromheizfläche eine grössere Summe von Gesammtkosten erfordern kann, als eine andere Kategorie. Bei Beurtheilung der Anlagekosten war nicht zu übersehen, dass die Gegenstromheizfläche nicht nur einen complicirteren Ofen, sondern meistens auch einen höheren Schornstein beanspruchen wird, da sie eine Canalführung nöthig macht, welche wegen bedeutender Länge beträchtliche Reibungswiderstände hervorruft. Eine allgemeingültige auf alle Fälle passende Entscheidung über die grössere oder geringere Zweckmässigkeit dieser oder jener Heizflächenart ist daher nicht möglich, sondern muss in jedem Sonderfalle durch die Rechnung bestimmt werden, und nur lässt sich behaupten, dass, wenn der zu erwärmende Körper eine hohe Temperatur erhalten soll, meistens die Gegenstromheizfläche, im andern Falle die am billigsten herzustellende Kategorie als die vorzüglichste sich ergeben wird.

Abgesehen von den Vorzügen, welche eine der genannten Kategorieen vor der andern gewährt, also abgesehen von der Anordnung der Heizfläche in Bezug auf die Bewegung der Heizgase, hat sich gezeigt, dass die Wärmemenge, welche von der Heizfläche geleitet werden kann, allein von der Grösse und nicht von der Form derselben abhängt, und dass daher zwei Heizflächen von gleicher Grösse unter sonst gleichen Umständen gleich grosse Wärmemengen liefern, ihre Form möge beschaffen sein, wie sie wolle. Hieraus lassen sich für Beurtheilung der Vorzüglichkeit einer Form vor der anderen folgende Schlüsse ziehen.

In der Regel wird von Laien gedacht, dass ein Apparat seiner besonderen Querschnittsform wegen, wie z. B. weil er ovale statt runder, oder sternförmige statt quadratischer Heizröhren habe, einen günstigeren Erwärmungseffect als ein anderer liefere, und dass demnach dieser Form besondere Vorzüglichkeit zuerkannt werden müsse. Diese Ansicht ist in einer unklaren Vorstellung über das Verhältniss begründet, in welchem Form und Grösse zu einander stehen. Um zu einem Urtheile über die Vorzüglichkeit der Form zu gelangen, vergleicht diese irrige Ansicht zwei Heizröhren von verschiedener Querschnittsform mit einander, denkt sich diese Röhren gleich lang, findet, dass bei gleicher Länge die eine Form mehr Heizfläche als die andere gewährt, und giebt, da sie wohl erkennt, dass eine grössere Heizfläche unter sonst gleichen Umständen mehr Wärme überführt als eine kleine, der ersten den Vorrang. Dass aber diese Form, indem und weil sie bei gleicher Röhrenlänge die Heizfläche vergrössert, auch entsprechend mehr Material beansprucht, und dass mit demselben Materialaufwande ebensoviel Heizfläche bei Anwendung jeder andern Form erhalten werden kann, wird übersehen oder nur als unbedeutende Nebensache der Entscheidung beigefügt, während in der That dieser Umstand genau ebenso wichtig ist, als der den Erwärmungseffect betreffende.

Genau genommen muss man, wenn jene Vergleichsmethode festgehalten, d. h. wenn zwei Röhren von verschiedener Querschnittsform aber gleicher Länge in Untersuchung gezogen werden sollen, die Kostenpunkte, die Erwärmungseffecte und die sogenannten praktischen Anforderungen, als bequemes Montiren, bequemes Reinigen etc. einander gegenüberhalten; man muss also, um mich mathematisch auszudrücken, drei Factoren der Entscheidung vorlegen und beantworten, welche Combination dieser drei Factoren die Vorzüglichkeit der Form ausmache. Um den Vergleich weniger zu verwickeln, ist es zweckmässig, einen dieser Factoren zu eliminiren und zwei verschieden geformte Apparate von gleichem Heizeffecte einander gegenüber zu halten. Alsdann bildet sich folgende Schlussreihe.

Gleichen Wärmeeffect oder gleichen Wirkungsgrad liefern zwei beliebig geformte Heizflächen, wenn, wie aus unsern Untersuchungen hervorgeht, diese Heizflächen gleiche Grösse haben. Kann nun die ganze Oberfläche der betrachteten Apparate als Heizfläche angesehen werden oder

ist das Verhältniss, in welchem Oberfläche und Heizfläche zu einander stehen, bei beiden Apparaten dasselbe, so stellt sich auch, gleiche Metalldicke vorausgesetzt, das Volumen und Gewicht bei beiden gleich gross heraus, und daher ist die einfachste Querschnittsform ebenso vorzüglich, als eine complicirtere, sofern, wie es gebräuchlich, die Kosten proportional dem Gewichte gesetzt werden; sie ist vorzüglicher, wenn die Complication der andern Form einen Zuschlag an Herstellungskosten beansprucht.

Indessen könnte noch die Frage aufgeworfen werden, ob nicht die Kosten für die übrigen Theile der Feuerungsanlage, die Kosten für den Ofen und den Schornstein durch die Form insofern beeinflusst würden, als die eine Form stärkere Widerstände hervorriefe und demnach bedeutendere Schornsteindimensionen beanspruchte, als die andere? Diese Frage beantwortet sich in ähnlicher Weise, wie der Ausgangspunkt der auf Seite 243 und 244 angestellten Untersuchung, nämlich durch Beachtung des Umstandes, dass die Reibungshöhe H_r in diesem Falle einfach durch

$$H_r = c \cdot \frac{u_4 \, L_4}{q_4{}^3}$$

sich ausdrückt, indem der Coefficient c wegen vorausgesetzter Gleichheit der Heizflächen und Gleichheit der durchströmenden Gasmenge für alle Querschnittsformen constant ist. Da nun $u_4 \, L_4 = F$, also bei beiden betrachteten Formen gleich gross sein soll, so ist, sofern q_4 gleich gross angenommen wird, auch H_r in beiden Fällen gleich gross und demnach auch bezüglich des Kostenpunktes für den Schornstein ganz gleichgültig, welche Querschnittsform einem Apparate gegeben wird.

Aus diesen Betrachtungen geht unwiderleglich hervor, dass die einfachste Gestalt eines Apparates nur dann durch eine complicirtere mit Grund verdrängt werden kann, wenn sie das Verhältniss der Oberfläche zur Heizfläche bedeutender macht, also wenn sie die Herstellungskosten vermehrt, oder wenn sie die praktischen Anforderungen des bequemen Montirens, Reinigens etc. weniger erfüllt, als die andere. Beides ist in der Regel nicht der Fall und daher muss es meistens als einsichtslos bezeichnet werden, wenn eine complicirte Form als solche für vorzüglich gehalten und angepriesen wird. Nur dann kommt sie wahrhaft und mit Recht zur Geltung, wenn man eine möglichst grosse Heizfläche in einen bestimmt abgegrenzten Raum zu zwängen genöthigt ist, und sie hierzu besser als eine einfachere und billigere sich qualificirt. Ein solcher Fall tritt z. Ex. bei den Locomotivkesseln ein, bei denen zufolge der üblich gewordenen Geleisentfernungen eine gewisse Breite und Länge nicht überschritten werden darf.

Von der Société industrielle in Mühlhausen wurde 1859 ein Preis für denjenigen Dampfkessel ausgeschrieben, welcher pro Kilgr. Ronchamp-Steinkohle $7\frac{1}{2}$ Kilogr. Dampf erzeuge. Dieser Preis hätte zufolge unserer

Betrachtungen offenbar mit jeder beliebigen Kesselform gewonnen werden können, wenn nur die Grösse der Heizfläche eine angemessene, wenn nur diese Heizfläche so gross war, dass ihr Wirkungsgrad zu $\frac{7\frac{1}{2}.650}{\eta_1 k}$ (Seite 96) sich ergeben hätte. Wahrhaft aber würde nur demjenigen Kessel der Preis zuzuerkennen sein, welcher, gleichgutes Erfüllen der praktischen Erfordernisse vorausgesetzt, bei diesem Wirkungsgrade, bei der Forderung des Preisausschreibens, die geringsten Herstellungs- und Unterhaltungskosten nöthig gemacht hätte.

Nicht selten werden noch heut zu Tage Patente auf die besondere Form von Apparaten genommen und solche Apparate alsdann mit der Anpreisung in das Publicum gebracht, dass sie besonders günstige Erwärmungseffecte, d. h. dass sie einen verlangten Erwärmungszweck mit einem Minimum an Brennmaterial erreichen liessen. Zufolge unserer Untersuchung ist diese Anpreisung nur dann gerechtfertigt, wenn die bedeutendere Ersparung an Brennmaterial mit dem Preise des Apparates in einem günstigsten Verhältnisse steht, d. h. wenn die dem auf Seite 202 besprochenen günstigsten Wirkungsgrade zugehörenden Gasammtkosten für Anschaffung sowohl als für den Betrieb mit dem angepriesenen Apparate geringer ausfallen, als mit dem besten der bereits bekannten. Hiernach muss vermuthet werden, dass ein mit einfacher Querschnittsform hergestellter Apparat meistentheils absolut besser ist, als einer von complicirterer Form und dass die Anpreisungen einer solchen complicirten Form von illusorischen Beobachtungen ausgehen. Mit Betonung möge aber noch hervorgehoben werden, dass, wenn auch eine Querschnittsform die wahrhaft vorzüglichste sein sollte, damit doch keineswegs die Sicherstellung gegeben ist, dass der mit ihr construirte Apparat die oben angedeuteten Vortheile unbedingt und jedenfalls gewährt; vielmehr hängen diese Vortheile noch immer und zwar zumeist von der Grösse ab, indem die Grösse genau derartig sein muss, dass der auf Seite 202 besprochene, mit den localen Preisverhältnissen variirende Wirkungsgrad erreicht wird. Diese genaue Grösse dem Apparate zu geben, wird aber meistens verabsäumt, da man meint, dass mit der Form schon Alles geschehen sei. Hiervon giebt ein Blick Zeugniss, den man in die Urtheilsweise wirft, welche zu der Illusion von der Vortrefflichkeit einer besondern Form verleitet.

Die besondere Form eines Calorifers wird sehr leicht für vortrefflich und nachahmungswerth gehalten, wenn man an diesem Calorifer die Beobachtung gemacht hat, dass er, wie man zu sagen pflegt, „gut ziehe“ und die verlangte Erwärmung der Luft mit ungewöhnlich geringer Brennmaterialmenge erreichen lasse. Um mich bestimmter ausdrücken zu können, will ich annehmen, er habe als Gegenstromapparat die unter den auf Seite 204 und 205 gestellten Bedingungen berechneten Grössenverhältnisse: er habe also eine Heizfläche von 7,5 □ Metern, einen

Wirkungsgrad von 0,92, verbrauche pro Stunde ein Steinkohlenquantum von 6,5 Kilogr. und liefere in dieser Zeit eine Wärmemenge von 30000 Calorieen. Hätten sich diese Werthe aus der Beobachtung ergeben, so könnte man behaupten, dass der Calorifer für die vorliegende Localität die absolut vortheilhafteste Grösse habe, die Behauptung aber, dass auch die Form die absolut beste sei, wäre nur dann begründet, wenn bei derselben Wärmemenge und bei demselben Kohlenverbrauche keine andere Form existirte, welche geringere Anschaffungskosten beanspruchte, und die Behauptung endlich, dass dieser Apparat auch an irgend einer andern Oertlichkeit als der absolut vortheilhafteste sich erweisen werde, würde nur dann gerechtfertigt sein, wenn man den Apparat genau um so viel vergrösserte oder verkleinerte, dass sein Wirkungsgrad eine den Verhältnissen der zweiten Oertlichkeit genau angepasste Grösse erhielte. Denn wäre z. B. 1[stens] die an dieser zweiten Oertlichkeit erforderliche Wärmemenge so viel grösser, dass zu ihrer Erzeugung doppelt so viel Steinkohlen von derselben Heizkraft verbrannt werden müssten, so würde mit vorliegenden Daten für $\frac{w\,F}{M}$ d. h. für den auf Seite 112 sich vorfindenden Tabellenwerth, $\frac{14\,.\,7{,}5}{6{,}5} = 16{,}1$ sich ergeben, für doppelt so viel Kohlen dieser Werth zu 8,05 werden und demnach ein Wirkungsgrad von nur 0,7 erreicht, also verhältnissmässig zu viel Kohle verbrannt. Wäre 2[tens] die Wärmemenge an dieser zweiten Oertlichkeit so gering, dass weniger Kohlen verbrannt zu werden brauchten, so würde der Wirkungsgrad grösser als der vortheilhafteste und demnach das Anlagekapital verhältnissmässig zu bedeutend.

Abgesehen aber von der Grösse der Heizfläche müsste auch dafür Sorge getragen sein, dass der an dieser zweiten Oertlichkeit befindliche Schornstein Dimensionen habe, welche der erforderlichen Zugwirkung in demselben Maasse, wie an der ersten Oertlichkeit, entsprechen.

Auch dieser letzte Umstand wird häufig übersehn, indem man einen Calorifer, wie es gerade passt, bald an diesen, bald an jenen Schornstein stellt, indem man also vergisst, dass das im Probefalle wahrgenommene „gute Ziehen“ weit weniger dem Calorifer, als dem dort befindlichen Schornsteine als Verdienst zugebilligt werden muss.

Aus allen diesen Betrachtungen wird einleuchten, dass die besondere Querschnittsform eines Apparates beinah vollständig irrelevant ist und dass ihre Vorzüge nur darauf geprüft zu werden brauchen, ob sie die oben erwähnten praktischen Erfordernisse, als bequemes Reinigen und bequemes Montiren, besser als eine andere erfüllen. Ausgeschlossen von diesem Urtheile bleiben, wie schon früher hervorgehoben, die Fälle, in denen in einem bestimmt abgegrenzten Raume eine möglichst grosse Heizfläche angebracht werden soll. —

In Bezug auf die Vortheile der directen Heizfläche hat sich herausgestellt, dass sie nur dann beträchtlich sind, wenn die Strahlbarkeit des Brennmaterials sehr bedeutend, bedeutender als circa $\frac{1}{3}$ des calorimetrischen Effectes ist und wenn durch Anordnung der directen Heizfläche der Wirkungsgrad η_1 des Feuerraumes nicht zu sehr geschwächt wird. Das Urtheil über diesen Vortheil macht in der Regel dadurch irrige Schlüsse, dass es nur die bedeutende durch Strahlung an die Heizfläche abgelieferte Wärmemenge in's Auge fasst und dabei vergisst, dass wegen der durch eben diese Strahlung verursachten Temperaturverminderung der Verbrennungsproducte der übrige Theil der totalen, also die indirecte Heizfläche viel bedeutender werden muss, als es sonst der Fall zu sein brauchte, oder indem es dabei übersieht, dass derjenige Theil der indirecten Heizfläche, welcher die Thätigkeit der directen zu ersetzen vermag, wegen sehr hoher Temperatur der Verbrennungsproducte gar nicht so sehr bedeutend ausfällt.

Der Wärmeüberführungs-Coefficient w, welcher die Wärmemenge angiebt, die pro Stunde, pro □ Meter Heizfläche und pro Grad Temperaturdifferenz zwischen Heizgas und zu erwärmendem Körper durch die Heizfläche geführt wird, konnte wegen Mangel an genügenden experimentellen Unterlagen noch nicht genau berechnet, ja es konnte nicht einmal das Gesetz mit Bestimmtheit angegeben werden, welches seine Aenderung mit der Form der Heizfläche und mit der Natur des Heizgases regelt. Aber die bemerkenswerthe, so häufig nicht gewürdigte Wahrheit konnte man aus den über ihn angestellten Untersuchungen entnehmen, dass seine besondere Grösse meistentheils und bei Anwendung von Metallen jedesmal nur ganz unbedeutend von der Dicke der Heizfläche abhängt. Er wird ebenso von der Wärmeaufnahme- und Wärmeabgabefähigkeit der Oberflächen, als von der Leitungsfähigkeit der Substanz beeinflusst und fällt daher, selbst wenn die Leitungsfähigkeit bedeutend ist, von geringer Grösse aus, sobald die beiden erstgenannten Fähigkeiten des betreffenden Materials keinen hohen Betrag haben. Das Bemühen, welches sich in der Praxis gar nicht selten zu erkennen giebt, die Wandungen metallener Erwärmungsapparate möglichst dünn herzustellen, um dadurch eine bedeutendere Wärmemenge überzuführen, als durch dicke Heizflächen, ist demnach ein vergebliches und unmotivirtes; diejenige Wanddicke des Apparates muss als die zweckmässigste bezeichnet werden, die den Apparat unter sonst gleichen Umständen am billigsten macht, also diejenige Dicke, welche das Gewicht, aber auch die Anfertigungskosten nicht zu sehr anwachsen lässt. Aus ähnlichen Gründen ist die Ansicht eine irrige, dass dünnes Blech mehr Wärme überführe als Gusseisen, selbst wenn das letztere eine beträchtliche Dicke hat.

Gang der Rechnung bei Bestimmung der Dimensionen einer Feuerungsanlage.

In welcher besondern Gestalt und Reihenfolge die abgeleiteten Formeln zu Bestimmung der Dimensionen des Feuerraums, der Heizfläche, der Canäle, des Schornsteins und überhaupt der einzelnen Theile einer Feuerungsanlage am zweckmässigsten zur Anwendung kommen, ist bereits erörtert worden, es bleibt daher anzuführen nur noch übrig, wie diese Reihenfolge bei Ermittelung der Gesammtheit sich anordnet.

In jedem besondern Falle wird verlangt, einem gewissen Körper stündlich die Wärmemenge W, oder jährlich die Wärmemenge 𝔖t W entweder bei Erregung einer verlangten Temperatur, oder abgesehen von der Temperatur mitzutheilen, und zwar unter der Bedingung, dass diese Mittheilung mit einem relativ zu den örtlichen Verhältnissen stehenden Minimum an Gesammtkosten geschehe.

Dieses Minimum an Gesammtkosten wird erreicht, wenn der Gesammtwirkungsgrad der Feuerungsanlage, also das Product $\eta_1 \eta_t$ den vortheilhaftesten Werth erhält. Wie wir bei Behandlung der Rauchverzehrungsfrage und bei den Untersuchungen auf Seite 198 gesehen haben, ist dieser vortheilhafteste Werth weder für η_1 noch für η_t der Einheit gleich, d. h. es ist weder vortheilhaft, den calorimetrischen Effect vollständig auszunutzen, noch die Heizfläche so gross herzustellen, dass sämmtliche im Feuerraume erzeugte Wärme hindurchdringt.

Um den Wirkungsgrad η_1 zu berechnen, fanden wir keine Mittel, sondern konnten nur zufolge der im groben Ganzen angestellten Beobachtungen annehmen, dass es am zweckmässigsten sei

$$\eta_1 = 0{,}7 \text{ bis } 0{,}8 \cdot$$

werden zu lassen; um dagegen η_t zu bestimmen, wurden die Gleichungen 125, 169, 170 und 171 abgeleitet.

Bei deren hier zur Geltung kommender Anwendung ist

$$\mathfrak{St} \quad \mathfrak{f}_1 \quad w\ (\text{Seite } 80) \quad \mu \quad \lambda$$
$$\mathfrak{f} \quad \mathfrak{p} \quad k \quad \mathfrak{t}_1 \quad \mathfrak{t}_0,$$

gegeben und ε wird mit Hülfe einer Skizze, die man sich von dem Erwärmungsapparate entworfen hat, angenommen; zu bestimmen ist darin T_0. Es geschieht dies durch

$$T_0 = \frac{(1-\omega)\,\eta_1\,k}{n\,A\,\sigma} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad \text{I.}$$

worin ω nach Seite 100 und 107 angenommen oder, sofern nur indirecte Heizfläche vorhanden, = Null gesetzt wird, worin ferner $\sigma = 0{,}25$ (Seite 59) und $n = 1{,}5$ bis 2 ist, und endlich A den Tabellen entnommen werden kann, welche in den auf Seite 49 angeführten Schriften enthalten sind und welche auch den Werth für k liefern. Kann die Luftmenge A nicht auf diese Weise und auch nicht auf dem Wege der chemischen Analyse erlangt werden, so darf man angenähert genug $\frac{k}{A} = 600$ für alle Brennmaterialien annehmen. Sind ferner an der betreffenden Oertlichkeit mehrere Brennmaterialien vorhanden, und liegt demnach die Frage vor, welches derselben am zweckmässigsten zur Anwendung zu bringen sein würde, so berechnet man aus dem calorimetrischen Effecte und dem localen Preise für die Gewichtseinheit den Preis der Wärmeeinheit eines jeden und giebt demjenigen den Vorzug, welches neben grösster Billigkeit der Wärmeeinheit den höchsten pyrometrischen Effect liefert, welches aber auch in Gewährung der praktischen Erfordernisse den übrigen nicht zu weit nachsteht. Dass auch der pyrometrische Effect von Einfluss auf die öconomische Leistung ist, wurde wiederholt im Capitel über die Dimensionen des Feuerraumes und über die Rauchverzehrungsfrage gezeigt. Dieser pyrometrische Effect wird, wie ein Blick auf die Gleichungen 41 und 41 a lehrt und wie schon *a priori* zu erkennen, um so grösser, je geringer der Wasser-, Aschen- und Schlackengehalt eines Brennmaterials ist; man wird daher unter sonst gleichen Umständen wasserarme und wenig schlackende Brennmaterialsorten vorziehen, das letztere gleichzeitig aber auch aus dem naheliegenden Grunde einer weniger mühevollen Behandlung.

Mit dem berechneten Werthe für T_0 bestimmt sich alsdann der vortheilhafteste Wirkungsgrad η und η_t durch die Gleichungen 171, 170, 169 und 125, nämlich:

a. für Nichtstromheizflächen:

$$\frac{\eta\,T_0}{T_0 - t_1 - \eta\,T_0} - \ln\left[\frac{T_0 - t_1}{T_0 - t_1 - \eta\,T_0}\right] = \frac{100\,\mathfrak{St}\,\mathfrak{k}_1\,w\,T_0}{\mu\,\lambda\,\mathfrak{k}\,\varepsilon\,\mathfrak{p}\,\eta_1\,k}$$

b. für Parallelstromheizflächen:

$$\frac{(\eta\,T_0)^2}{(\eta\,T_0 + t_1 - t_0)\,(T_0 - t_1 - \eta\,T_0)} - \frac{(\eta\,T_0)^2}{(\eta\,T_0 + t_1 - t_0)^2} \times \ln\left[\frac{(T_0 - t_0)}{T_0 - t_1 - \eta\,T_0}\right] = \frac{100\,\mathfrak{St}\,\mathfrak{k}_1\,w\,T_0}{\mu\,\lambda\,\mathfrak{k}\,\varepsilon\,\mathfrak{p}\,\eta_1\,k} \qquad \text{II.}$$

c. für Gegenstromheizflächen:

$$\frac{(\eta\,T_0)^2}{(\eta\,T_0 - t_1 + t_0)(T_0 - t_0 - \eta\,T_0)} - \frac{(\eta\,T_0)^2}{(\eta\,T_0 - t_1 + t_0)^2} \ln\left[\frac{T_0 - t_1}{T_0 - t_0 - \eta\,T_0}\right] = \frac{100\,\mathfrak{St}\,\mathfrak{k}_1\,w\,T_0}{\mu\,\lambda\,\mathfrak{k}\,\varepsilon\,\mathfrak{p}\,\eta_1\,k};$$

$$\eta_t = \omega + (1 - \omega)\,\eta$$

Hat man sich bereits aus irgend welchem Grunde entschlossen, welche von den Heizflächen-Kategorieen man in Anwendung bringen will, so nimmt man sofort aus diesen Gleichungen die betreffende heraus, soll aber die Untersuchung vorangehen, welche dieser Kategorieen im vorliegenden Falle aus öconomischen Gründen die vorzuziehende sei, so verfährt man in der auf Seite 208 bis 211 angegebenen Weise.

Durch eine dieser Berechnungen erlangt man bereits die numerischen Werthe, welche zu Bestimmung der Heizflächengrösse in die Formeln:

$$T_1 = (1 - \eta)\,T_0 \;\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\; \text{III.}$$

$$\left.\begin{aligned} F_n &= \frac{W}{w\,.\,\eta\,T_0} \ln\left[\frac{T_0 - t_1}{T_0 - t_1 - \eta\,T_0}\right] \\ F_p &= \frac{W}{w\,[\eta\,T_0 - t_0 + t_1]} \ln\left[\frac{T_0 - t_0}{T_0 - t_1 - \eta\,T_0}\right] \\ F_g &= \frac{W}{w\,[\eta\,T_0 - t_1 + t_0]} \ln\left[\frac{T_0 - t_1}{T_0 - t_1 - \eta\,T_0}\right] \end{aligned}\right\} \;\ldots\ldots\; \text{IV.}$$

sofort eingesetzt werden können.

Ist W nicht direct gegeben, sondern zuvor aus den Daten, dass pro Stunde ein gewisses Gasquantum von gegebener Temperatur auf eine verlangte Temperatur erwärmt, oder dass ein Flüssigkeitsquantum verdampft, oder dass ein fester Körper geschmolzen werden soll, zu berechnen, so würde zu berücksichtigen sein, dass im 1sten Falle Gleichung 16, oder wenn darin nicht G, sondern zunächst das Volumen gegeben ist, auch Gleichung 4 oder 9 zur Geltung kommt, dass im 2ten Falle

$$W = G\,(1 - t_0)$$

und dass im 3[ten] Falle

$$W = G\,l\,(\sigma - t_0)$$
$$= G\,\sigma\,(t - t_0)$$

ist, wenn l die latente Wärmemenge des betreffenden Dampfes und t die Temperatur des Schmelzpunktes bedeutet.

Alsdann wird die pro Stunde erforderliche Brennmaterialmenge M durch die Gleichung:

$$M = \frac{W}{\eta_t\,\eta_1\,k} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad V.$$

bestimmt. Hierauf der Ausdruck

$$\mathfrak{C} = (t_1 - \mathfrak{T})\,H_4 + \frac{\mathfrak{T}_0 - \mathfrak{T}}{B_1}\sin\nu_1\left(1 - e^{-B_1 L_1}\right) + \frac{\sin\nu_4}{B_4}(T_0 - T_1) \ldots VI.$$

oder ein demselben analoger, auf den Seiten 211 bis 217 angeführter berechnet, indem H_4, ν_1, ν_4 der Constructionszeichnung entnommen und

$$\left.\begin{aligned} B_1 &= \frac{w_1\,u_1}{nAM\sigma}\,, \\ B_4 &= \frac{w\,.\,F}{nAM\sigma\,.\,L_4} \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad VII.$$

eingeführt wird.

Die Construction geht neben der Berechnung in gleichem Schritte her, um dieselbe durch Ueberlieferung ihrer Elemente jederzeit unterstützen zu können.

Der Schornsteinquerschnitt berechnet sich durch:

$$Q = \frac{nAM}{4000}\,\frac{1 + \alpha T_1}{V} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad VIII.$$

wenn darin V aus einem verlangten Unempfindlichkeitsgrade (Seite 160) ermittelt, oder je nach Stärke störender Windeinflüsse zu 2 bis 8 Meter angenommen wird. Der Werth für die Temperaturfunction $1 + \alpha T_1$ kann aus der im Anhange angefügten Tabelle abgelesen werden.

Die Schornsteinhöhe und die Dimension des Ofens bestimmt sich am zweckmässigsten, indem man schreibt (Seite 217 und 221):

$$\left.\begin{aligned} H_5 &= H_t + H_s + H_r + H_b + H_e + \ldots \mp \frac{\mathfrak{C}}{T_1 - \mathfrak{T}} \\ &= \frac{16\,V^2}{T_1 - \mathfrak{T}}\left[1 + 0{,}025\,\frac{1}{d_5}\left(\frac{Q}{q_5}\right)^2 (1 + \alpha T_1)\,L_5\right] + \\ &\left(\frac{nAM}{1000}\right)^2 \frac{1}{T_1 - \mathfrak{T}}\left[H'_r + H'_b + H'_e + \ldots\right] \mp \frac{\mathfrak{C}}{T_1 - \mathfrak{T}} \end{aligned}\right\} \; IX.$$

und indem man nun schrittweise berechnet:

$$\left.\begin{aligned}
H'_r &= 0{,}00625\,\frac{u_4}{q_4^{\,3}}\left(1+\alpha\,\frac{T_0+T_1}{2}\right)^3 L_4\\
H'_b &= \frac{b\,\delta}{R^2}\\
H'_e &= \Sigma\,(1+\alpha\,t_n)^2\left(\frac{1}{q_n}-\frac{1}{q_m}\right)^2\\
H'_v &= \Sigma\left(\frac{1}{\varphi}-1\right)^2\left(\frac{1}{q_q}\right)^2(1+\alpha\,t_q)^2\\
H'_a &= \Sigma\,\zeta_a\,(1+\alpha\,t_a)^2\left(\frac{1}{q_a}\right)^2\\
H'_k &= \Sigma\,\zeta_k\,(1+\alpha\,t_k)^2\left(\frac{1}{q_k}\right)^2
\end{aligned}\right\}\ \text{X.}$$

Hierin wird b nach Seite 168 gefunden, R entweder aus der Gleichung:

$$R = \frac{M}{20} \text{ bis } = \frac{M}{150} \ \ldots\ldots\ldots\ldots\ \text{XI.}$$

bestimmt, oder so gross angenommen, dass die Länge des Rostes 1,5 Meter und seine Breite so bedeutend wird, als es die Construction des Ofens erlaubt (Seite 315), und δ durch

$$\delta = 0{,}002\,\frac{M}{R}$$

berechnet. Ferner wird q_4 innerhalb der Grenzen

$$\frac{nAM}{1200} \text{ bis } \frac{nAM}{25000} \ \square\,\text{Meter}$$

mit Rücksicht auf die auf Seite 232 bis 238 angestellten Erörterungen angenommen und hiernach u_4, q_n, q_m, q_a, q_k und q_q durch die Constructionszeichnung ermittelt; ebenso $\Sigma\,(1+\alpha\,t_n)$, $\Sigma\,(1+\alpha\,t_a)$ und $\Sigma\,(1+\alpha\,t_k)$ aus der Constructionszeichnung und in Hinblick auf T_0 und T_1 schätzungsweise bestimmt, und ζ_a, wie ζ_k aus den auf Seite 139 und 140 sich vorfindenden Tabellen genommen.

Nach erfolgter Summirung der Glieder X wird das zweite Glied der Gleichung IX berechnet, damit angenähert genug L_5 schätzungsweise bestimmt und alsdann die ganze Höhe H_5 aufgefunden. Hierbei ist zu erwähnen, dass wenn $Q < q_5$, also die Form des Schornsteins so gewählt wurde, wie die durch Fig. 59 dargestellte, für Q nicht die Ausströmungsöffnung O, sondern der Contractions-Querschnitt, und demnach $Q = 0{,}6\ O$ gesetzt werden muss.

Ergiebt sich die Höhe H_5 zu bedeutend, so müssen entweder R oder q_4, oder beide grösser angenommen werden, als es geschah, während

im entgegengesetzten Falle eine gegentheilige Abänderung stattfinden und alsdann auch V grösser gewählt werden kann. Dabei ist zu berücksichtigen, dass H_5 gross sein darf, wenn die Herstellungskosten verhältnissmässig bedeutend ausfallen können, aber die Brennmaterialkosten gering sein sollen, dass es dagegen klein im entgegengesetzten Falle sein muss.

Darf eine gewisse Höhe H_5 nicht überschritten werden, oder ist der Schornstein bereits vorhanden, so muss man mit Abänderung von R und q_4 so lange probiren, bis die vorgeschriebene oder vorhandene Höhe in der Rechnung zum Vorschein kommt.

Wie man erkennen wird, erleichtert und vereinfacht der angerathene schrittweise, obgleich langsamer scheinende Gang alle diese Rechnungsoperationen um ein Bedeutendes.

Wenn mehrere Feuerungsanlagen mit einem gemeinsamen Schornsteine hergestellt werden sollen, so kann, wenn sämmtliche Feuerungsanlagen von gleicher Grösse und Wirkung sind, die Höhe des Schornsteins gerade so berechnet werden, wie es soeben für eine einzige Feuerungsanlage angegeben wurde, während der Querschnitt so viel mal grösser gegenüber demjenigen für eine einzige wird, als Feuerungsanlagen vorhanden sind. Sollen dagegen die herzustellenden Feuerungsanlagen von ungleicher Grösse und Wirkung sein, so verfährt man in der auf Seite 263 angegebenen Weise, und ebenso schlägt man ein auf Seite 284 genau genug bezeichnetes Verfahren ein, wenn statt eines Schornsteins ein Ventilator als Zugerzeuger angewendet werden soll.

Befindet sich der zu erwärmende Körper nicht hinter einer Heizfläche, liegt er also direct in den Feuercanälen, so kann seine den Verbrennungsproducten ausgesetzte Oberfläche als Heizfläche angesehen werden; wenn aber, wie bei abzudampfenden Solutionen, oder bei zu trocknenden festen Körpern, Dämpfe oder Gase an die Verbrennungsproducte in grösserer Menge abgegeben werden, so müssen die Formeln Modificationen erleiden, welche erst in der speciellen Theorie der Feuerungsanlagen vorgenommen werden können.

Anhang.

Instrumente und Methoden höhere Temperaturen, wie Geschwindigkeiten der bewegten Gase zu messen.

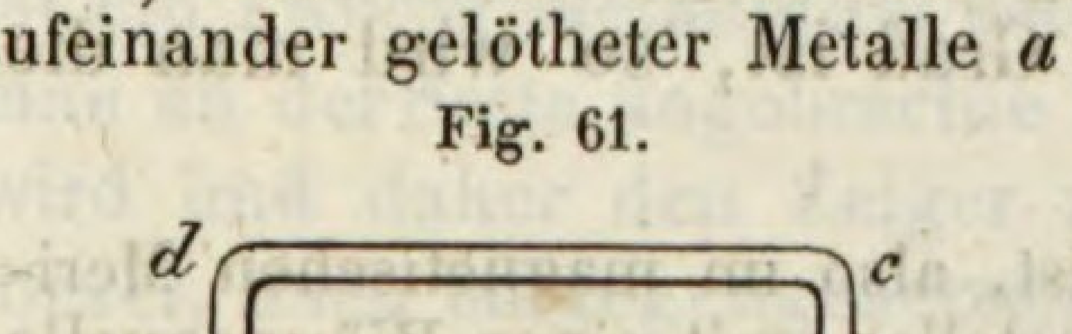
a. Pyrometer.

Die Instrumente, welche zum Messen des pyrometrischen Effectes und der Temperatur T_0, oder überhaupt höherer Temperaturen erfunden wurden, sind fast alle höchst unvollkommen und ungenügend; nur diejenigen unter ihnen haben sich wahrhaft bewährt, welche streng genommen Instrumente zu sein aufhören und in das Gebiet der Versuchsapparate übertreten, d. h. diejenigen, welche die Temperatur nicht sofort angeben, ablesen lassen, sondern nur Beobachtungselemente liefern, aus denen erst die Temperatur durch Rechnung bestimmt werden muss.

Man hat solche, die im Princip, wie das Quecksilber-Thermometer, auf die durch Temperaturerhöhung erfolgende Körperausdehnung sich stützen, und solche, deren Wirkungsweise in dem zuerst von Seebeck beobachteten Phänomen der thermoelectrischen Strömung beruht.*)

*) Ein thermoelectrischer Strom entsteht, wenn eine Löthstelle zweier aufeinander gelötheter Metalle *ab* und *bcda* (Eisen und Kobalt, Gold und Platin, Kupfer und Nickel etc.) anders als die andere temperirt ist. Der Strom, dessen Stärke von der Temperaturdifferenz abhängt, kann durch den Ausschlag einer unter *dc* angebrachten freispielenden Magnetnadel kenntlich gemacht und gemessen, und demnach auch auf die Temperaturdifferenz geschlossen werden. Um daher diesen Apparat als Pyrometer tauglich zu machen, braucht man ihn nur anfänglich so zu stellen, dass seine

Fig. 61.



Zu den letzteren gehören die Pyrometer von Becquerell und Pouillet, welche in der Voraussetzung construirt sind, dass ein experimentell ermitteltes Verhältniss zwischen der Ablenkung der Galvanometernadel und der electrodynamischen Kraft richtig sei und dass die innerhalb der Grenzen von 0 bis 350 Grad beobachtete Proportionalität zwischen dieser Kraft und der sie erzeugenden Temperaturdifferenz beider Löthstellen einer thermoelectrischen Kette auch für höhere Temperaturen Gültigkeit habe.

Die besondere Einrichtung dieser Pyrometer hier zu erklären unterlasse ich, weil Regnault, dieser authentische Experimentator, über den Werth und die Brauchbarkeit derselben, wie aller anderen thermoelectrischen Pyrometer urtheilt: seine zahlreichen Experimente entschieden zwar nicht, ob die thermoelectrischen Ströme zum Messen der Temperaturen überhaupt unanwendbar seien, aber sie zeigten doch zum mindesten, dass wir noch weit entfernt wären, alle jene Ströme beeinflussenden Umstände zu kennen und die Bedingungen fixiren zu können, unter welchen die thermoelectrischen Elemente angeordnet werden müssten, damit die Intensität der Ströme allein von der Temperatur abhinge.*)

Die Instrumente der 1sten Kategorie sind entweder Metall-, Thon- oder Gaspyrometer.

Ein Metallpyrometer besteht der Hauptsache nach aus einem, die thermoscopische Substanz bildenden Metalle und aus einem Körper, welcher als Maassstab fungirt, also die Scale trägt; durch die Ausdehnung des Metalles auf den Scalen-Körper wird die Temperatur gemessen. Nun ist einleuchtend, dass 1stens das Metall ein solches sein muss, welches bei den zu messenden Temperaturen seinen festen Aggregatzustand beibehält, und dass 2tens der Scalenkörper dem Einflusse der Temperatur gar nicht, oder doch nur in relativ sehr geringem Grade unterworfen sein darf. Blickt man aber in eine die Schmelzpunkte der am schwersten sich verändernden Metalle enthaltende Tabelle, nämlich:

Platin	2500°	Gold und Kupfer	1100—1200°
Schmiedeeisen	1500—1600°	Gusseisen	1050—1200°
Stahl	1300—1400°	Silber	1000°,

sieht sich ferner unter den Körpern um, welche von höheren Temperaturen gar nicht afficirt werden, und bedenkt, dass der pyrometrische Effect der Brennmaterialien nach Rechnung über 2500 betragen kann und die Temperatur T_0 im Mittel 1300 Grad ist, so wird man die

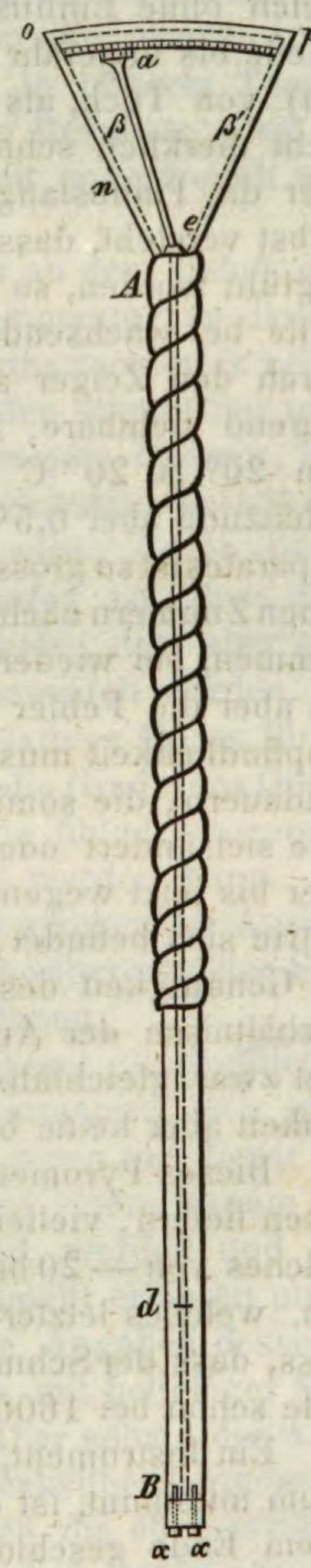
Längen-Mittellinie *dc* mit der Nadel parallel ist, also im magnetischen Meridian liegt; bringt man alsdann eine der Löthstellen mit einer Wärmequelle oder mit dem zu untersuchenden Gase in Berührung, so giebt die Grösse des Ausschlags der Nadel und eine experimentell bestimmte Relation zwischen Stromstärke und Temperaturdifferenz die Temperatur der Wärmequelle oder des Gases an. —

*) Relations des expériences etc. pag. 258.

Schwierigkeiten begreifen, welche der Erfindung von Metall-Pyrometern sich entgegenstellen, und wird sich nicht wundern, wenn in der That ein vollkommen brauchbares Instrument noch nicht existirt.

Der einzige Körper, welcher bis jetzt als Scalenkörper verwendet werden konnte, ist der Graphit; da aber selbst dieser einzige allen sonstigen Anforderungen, welche an ihn gestellt werden müssen, nicht entspricht, so hat man die physische Unmöglichkeit, welche demnach der Herstellung eines Metallpyrometers anhaften würde, dadurch zu eliminiren gesucht, dass man den Scalen-Körper ausserhalb des Raumes, dessen Temperatur bestimmt werden soll, anbrachte und das thermoscopische Metall vermittelst eines Zwischenapparates auf denselben einwirken liess.

Fig. 62.



Ein Instrument dieser Gattung ist das Pyrometer von Petersen, welches Muncke mit besonderer Wärme empfiehlt und folgendermaassen beschreibt.*)

„Es besteht aus einem hohlen, ungefähr 4 Fuss langen Parallelepipedon von Schmiedeeisen *A B* (Fig. 62), wovon die äusseren Seiten des Querschnittes etwa 1 und 0,5 Zoll betragen. Ueber dem Boden dieser Hülle befindet sich eine, mit zwei starken Schrauben *α*, *α* befestigte Platte, die zugleich durch die letzteren regulirt werden kann. In ihrer Mitte ist ein nur wenige Zoll langer Cylinder von Platin festgelöthet, dessen anderes Ende vermittelst vier Schrauben unverrückbar mit einer eisernen Stange verbunden ist, die von *d* bis zur Vorrichtung *e* des Zeigers reicht. Daselbst wird das Ende vermittelst der beiden Streben *β*, *β'* durch eine unter dem Rande liegende starke Feder *o p* stets angedrückt und in unverrückter Lage erhalten. Am Ende der Eisenstange ist eine feine Stahlfeder angebracht und um denjenigen Stift geschlungen, an welchem der Zeiger festsitzt. An demselben Stifte ist ein zweiter Metalldraht befestigt, welcher durch eine an der Seite angebrachte Feder *n* stets gestrafft wird und daher den Zeiger zurückzieht, so dass dieser, nach entgegengesetzten Seiten hin mit grosser Kraft gezogen und mit seinem Nonius auf der Scale durch dichtes Aufliegen sich reibend, selbst bei starken Erschütterungen nicht schlottert.

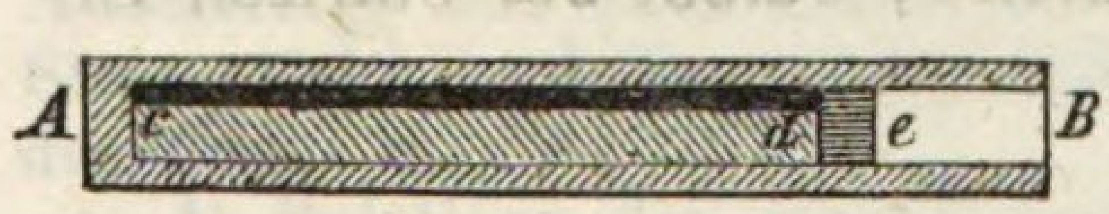
*) Gehler's physikalisches Wörterbuch, 2te Aufl. B. VII, Seite 994.

Aus dieser Beschreibung ist die Wirkungsart des Apparates von selbst klar. Wird nämlich das untere Ende der zu messenden Hitze ausgesetzt, die allezeit auf die ganze Länge der eben aus dieser Ursache so kurzen Platin-Stange wirken kann, so dehnt sich sowohl diese, als auch das Eisen der Hülle aus, die gleichzeitigen unbestimmbaren, nach der Länge des der Hitze ausgesetzten Theils verschiedenen Ausdehnungen der inneren Eisenstange und der äusseren Hülle sind als einander gleich ohne Einfluss, und es wird letztere deswegen an ihrem oberen Theile bis ungefähr zur Mitte ihrer ganzen Länge mit Eggen (Randstreifen) von Tuch, als einem schlechten Wärmeleiter, umgeben, damit sie nicht merklich schneller, als der innere Cylinder, erkalte. Weil sich aber die Platinstange weniger als das Eisen ausdehnt, wobei sich von selbst versteht, dass beide Metalle nach der Bearbeitung mehrmals ausgeglüht worden, so bleibt die Länge des innern Cylinders gegen die der Hülle bei wachsenden Temperaturen zurück, und diese Differenz wird durch den Zeiger angegeben. Die mit unbewaffneten Augen zwar genügend sichtbare, mit der Loupe aber schärfer abzulesende Scale ist von 20^0 zu 20^0 C getheilt, der Nonius giebt 2^0 C unmittelbar, durch Schätzung aber 0,5^0 C mit genügender Schärfe; die Empfindlichkeit des Apparates ist so gross, dass die Unterschiede der Temperaturen in verschiedenen Zimmern nach etwa 2 bis höchstens 5 Minuten genau zum Vorschein kommen, bei wiederholten Versuchen zwischen 10 und 100^0 C erreichten aber die Fehler für jeden Beobachter nie völlig 0,5^0 C. Eben diese Empfindlichkeit muss auch bis zu den höchsten erreichbaren Hitzgraden fortdauern, die somit gesteigert werden können, bis die Form der Metalle sich ändert oder ihre Verbindungen eine Zerstörung erleiden, worüber bis jetzt wegen des niederen Standpunktes, auf welchem die Pyrometrie sich befindet, keine Entscheidung möglich ist. Wie gross aber die Genauigkeit des Apparates in höhern Graden sei, hängt von dem Verhältnisse der Ausdehnungsgesetze für Platin und Eisen ab, die bis jetzt zwar gleichfalls noch unbekannt sind, nach grosser Wahrscheinlichkeit aber keine bedeutenden Unrichtigkeiten veranlassen werden."

Dieses Pyrometer soll bis zu 800 Grad C vollkommen richtige Angaben liefern, vielleicht aber innerhalb seines ganzen Scalenintervalles, welches von — 20 bis + 2000 Grad C. reicht, angewendet werden können, welches letztere indessen aus dem Umstande bezweifelt werden muss, dass der Schmelzpunkt des Schmiedeeisens selbst im günstigsten Falle schon bei 1600 Grad zum Vorschein kommt.

Ein Instrument, welches seinen Scalenkörper in den zu messenden Raum mitnimmt, ist das Pyrometer von Daniell. Es besteht aus einer an einem Ende geschlossenen Graphitröhre *A B*, welche einen auf ihren Boden sich stützenden Platinstab *c d* aufnimmt. Auf das freie Ende dieses Platinstabes ist ein in die Graphitröhre genau eingepasster Porzellancylinder *de* so befestigt,

Fig. 63.



dass, wenn der Platinstab durch den Einfluss der zu messenden Temperatur sich ausdehnt, dieser Porzellancylinder verschoben wird und durch die Grösse seiner Verschiebung den Temperaturgrad kenntlich macht. Der genaue Betrag der Verschiebung wird durch einen Fühlhebelapparat ausserhalb des Feuerraumes gemessen, was sehr wohl geschehen kann, da bei erfolgender Abkühlung des Platinstabes der Porzellancylinder gleichwohl an der im Feuerraume eingenommenen Stelle bleibt.

Dieses Instrument würde sich wegen seiner ausserordentlichen Einfachheit sehr empfehlen, wenn nicht, wie schon oben erwähnt, das Verhalten des Graphits und des Porzellancylinders in höherer Temperatur von der Art wäre, dass Vertrauen erweckende Resultate nicht erhalten werden können, oder doch deren Richtigkeit angezweifelt werden muss.

Sämmtliche Metallpyrometer kranken übrigens an dem Uebel, eine genaue Beziehung der von ihnen gemessenen Temperatur zu derjenigen, welche die fortgesetzte Scale des Quecksilberthermometers zeigen würde, nicht anzugeben. Die Eintheilung ihrer Scalen stimmt nur unter der Voraussetzung mit der des Quecksilberthermometers überein, dass die Ausdehnung der verwendeten thermoscopischen Substanz bei höheren Temperaturen von denselben Gesetzen geregelt wird, denen sie bei niedern Wärmegraden erfahrungsmässig unterworfen ist. Dass diese Voraussetzung in der Wirklichkeit Bestätigung finde, darf aber nicht angenommen, sondern muss sogar entschieden bezweifelt werden, und daher geben die Metallpyrometer immer nur ein relatives Maass für die Temperaturen und nicht dasjenige, welches, durch die Grade des Quecksilberthermometers ausgedrückt, in Bezug auf die üblich gewordene Wärmemess-Methode als das absolute bezeichnet werden kann. Erst wenn genau die Relation aufgefunden ist, welche zwischen der Ausdehnung der verwendeten Metalle und der Quecksilberthermometer-Scale besteht, wird dieser Uebelstand beseitigt werden können.

Für die Technik ist es zwar in mancher Beziehung gleichgültig, ob ein Pyrometer mit dem Quecksilberthermometer harmonirt, oder ob es die Temperatur nach einem andern Modus angiebt, wenn nur dieser Modus conventionell geworden ist; denn soll in irgend einem Raume eine bestimmte Temperatur herbeigeführt oder bewahrt werden und man will das Vorhandensein derselben durch ein Instrument erfahren und in Zahlen angeben, so kann, vorausgesetzt dass die Angaben desselben für gleiche Temperaturen immer gleich sind, ein mit beliebiger Scale versehenes Pyrometer dazu verwendet werden. Aber sobald die Angaben mit der Rechnung, welche sich immer auf die Quecksilberthermometer-Scale stützt, verglichen werden sollen, muss auch die oben erwähnte Relation zwischen Pyrometer-und Thermometherscale bekannt sein.

Aus diesem Grunde und wegen der vielen Schwierigkeiten, die mit der Construction der Metallpyrometer verknüpft sind, hat man sich gedrungen gefühlt, statt der Metalle andere Körper als thermoscopische

Substanzen zu verwenden, und zwar hat man hierzu den Thon als geeignet gefunden.

Bringt man nämlich Thon in einen hoch temperirten Raum, so zieht er sich durch den Einfluss der Temperatur zusammen und zwar um so mehr, je höher die Temperatur ist, so dass die Füglichkeit geboten wird, aus der Stärke der Zusammenziehung und einer experimentell zu bestimmenden Relation zwischen derselben und der Temperatur auf letztere schliessen zu können. Da aber jede Thonart in dieser Beziehung verschieden sich verhält, so schlug Wedgwood vor, aus den in Cornwallis von ihm entdeckten, ausgedehnten Lagern einer eigenthümlichen Thonart die pyrometrische Substanz für immer zu entnehmen, indem er meinte, dass dieselbe von durchweg constanter Homogenität und demnach einem unveränderlichen Gesetze bei ihrer durch Hitze erfolgenden Zusammenziehung unterworfen sei. Ein Stück dieser Thonart, in Form eines bestimmt dimensionirten Cylinders, sollte man in den Feuerraum bringen und die auch nach stattgefundener Abkühlung bleibende Zusammenziehung ausserhalb des Feuerraumes mit Hülfe eines aus 2 spitzwinklig gegeneinandergelegten Linealen bestehenden, graduirten Apparates messen. Die Beziehung der Scale der in dieser Weise von Wedgwood construirten Thonpyrometer zu der Quecksilberthermometer-Scale glaubte derselbe ermittelt zu haben und gab an, dass der Nullpunkt seines Pyrometers einer Temperatur von 1077,5 Grad Fahrenheit und jeder Grad desselben einem Temperaturintervalle von 130 Grad F. entspräche.

Indessen zeigte sich sehr bald und wurde vorzüglich von Guyton de Morveau nachgewiesen, dass, wenn auch eine gewisse regelmässige Zusammenziehung der Thonstücken nicht geradezu in Abrede gestellt werden könne, dieses Pyrometer dennoch sichere Angaben durchaus nicht liefere und dass unter anderm auch der Anfangspunkt der Scale nicht bei 1077,5, sondern bei 510 Grad F. liege und jeder Grad nicht 130, sondern 61,2 Graden F. gleichkomme.

Daher hat man sich denn immer mehr den Gaspyrometern zugewendet, d. h. Instrumenten, in denen die Luft oder irgend eine andere Gasart als thermoscopische Substanz wirksam ist.

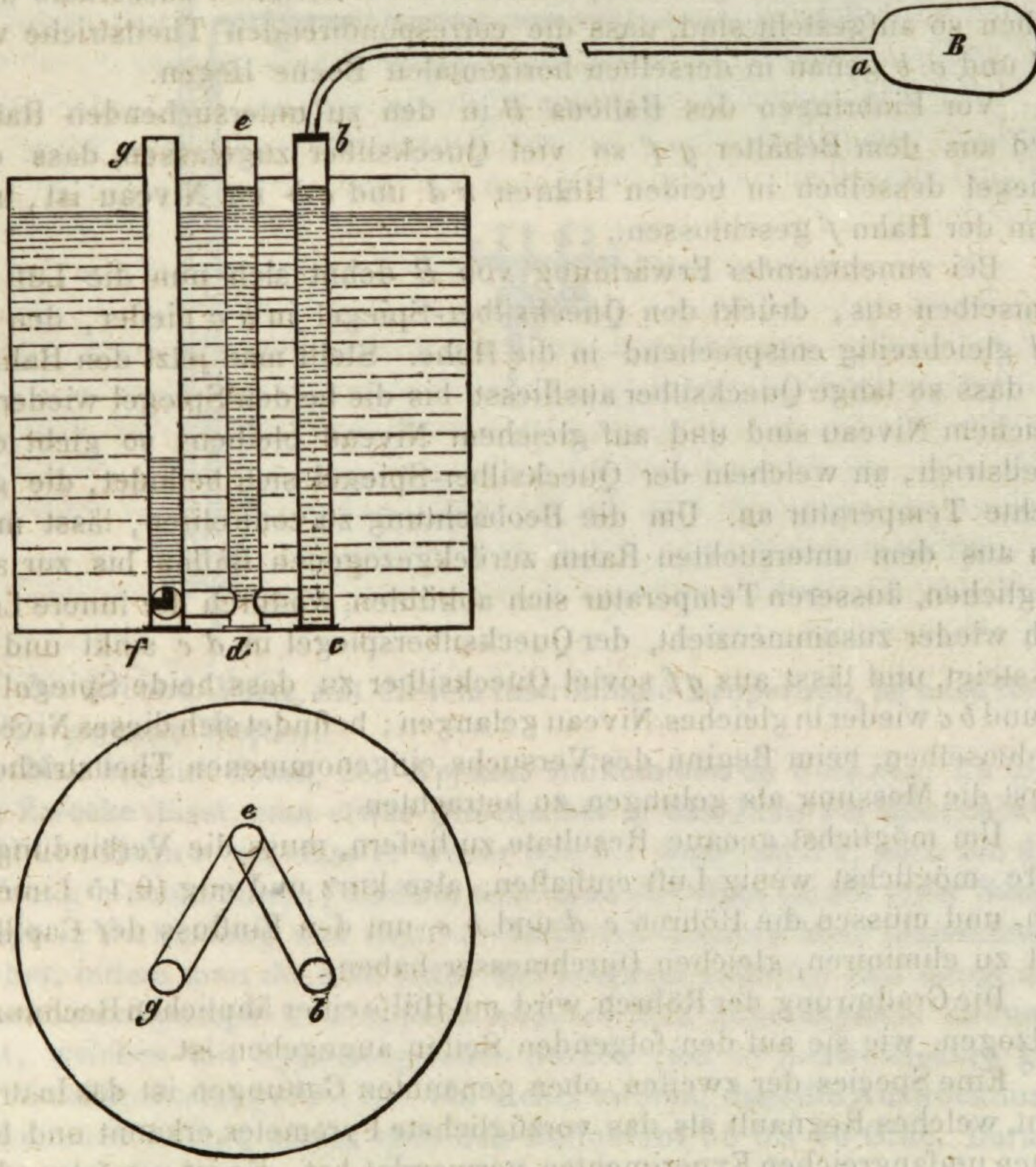
Ein Behälter wird mit Gas gefüllt, der zu untersuchenden Hitze ausgesetzt und aus der Einwirkung derselben auf das Gas die Temperatur bestimmt. Diese Einwirkung kann von zweierlei Art sein und daher hat man principiell zwei verschiedene Gattungen von Gaspyrometern, nämlich solche, welche die Temperatur durch die unter gleichem Druck erfolgende Volumenzunahme angeben, und solche, welche die Temperatur durch die bei constant bleibendem Volumen wachsende Spannung messen.

Die letzteren sind gewissermaassen umgekehrte Manometer, insofern diese Spannungsmesser umgekehrt von der Temperatur auf die Spannung schliessen lassen.

Eine lange Zeit als vorzüglichst geltende Species der ersten Gattung ist das Luftpyrometer von Pouillet, welches zufolge mehrer Beschreibungen nachstehende Einrichtung hat.*)

B ist ein aus Platin gefertigter, eiförmiger Ballon, der vermittelst der sehr engen Röhre *ab* mit dem Glasrohre *bc* und dieses wieder mit dem

Fig. 64.



Glasrohre *e d* communicirt. Ein rechtwinklig durchbohrter Hahn *f* stellt je nach Drehung eine fernere Communication entweder mit einem dritten

*) Comptes rendus des séances de l'académie des sciences à Paris. T. III, pag. 782.
Edinb. philosophical magazine V. 6, p. 312
Web. Zbl. B. 3. S. 351.
Poggendorf's Annalen, B. 39, S. 567.
Dingl. p. J., B. 63, S. 219.

Glasrohre *fg* oder mit der äusseren Umgebung her, oder schliesst endlich, wie es die Zeichnung darstellt, ganz ab. *f g* dient als Behälter für Quecksilber, welches durch Vermittelung des Hahnes *f* in die graduirten Messröhren *d e* und *c b* gebracht, oder zurückgehalten werden kann. Der ganze Messapparat *b e g* steht in einem mit Wasser gefüllten Behälter.

Beim Gebrauche dieses Instrumentes wird der Ballon *B* in den zu untersuchenden Raum gehalten, während die drei Röhren ausserhalb desselben so aufgestellt sind, dass die correspondirenden Theilstriche von *e d* und *c b* genau in derselben horizontalen Ebene liegen.

Vor Einbringen des Ballons *B* in den zu untersuchenden Raum wird aus dem Behälter *g f* so viel Quecksilber zugelassen, dass der Spiegel desselben in beiden Röhren *e d* und *c b* im Niveau ist, und dann der Hahn *f* geschlossen.

Bei zunehmender Erwärmung von *B* dehnt sich nun die Luft in demselben aus, drückt den Quecksilber-Spiegel in *b c* nieder, den in *e d* gleichzeitig entsprechend in die Höhe. Stellt man jetzt den Hahn *f* so, dass so lange Quecksilber ausfliesst, bis die beiden Spiegel wieder in gleichem Niveau sind und auf gleichem Niveau bleiben, so giebt der Theilstrich, an welchem der Quecksilber-Spiegel sich befindet, die gesuchte Temperatur an. Um die Beobachtung zu controliren, lässt man den aus dem untersuchten Raum zurückgezogenen Ballon bis zur anfänglichen, äusseren Temperatur sich abkühlen, wodurch die innere Luft sich wieder zusammenzieht, der Quecksilberspiegel in *d e* sinkt und in *b c* steigt, und lässt aus *gf* soviel Quecksilber zu, dass beide Spiegel in *e d* und *b c* wieder in gleiches Niveau gelangen; befindet sich dieses Niveau an denselben, beim Beginn des Versuchs eingenommenen Theilstrichen, so ist die Messung als gelungen zu betrachten.

Um möglichst genaue Resultate zu liefern, muss die Verbindungsröhre möglichst wenig Luft enthalten, also kurz und eng (0,15 Linien) sein, und müssen die Röhren *e d* und *b c*, um den Einfluss der Capillarität zu eliminiren, gleichen Durchmesser haben.

Die Graduirung der Röhren wird mit Hülfe einer ähnlichen Rechnung vollzogen, wie sie auf den folgenden Seiten angegeben ist. —

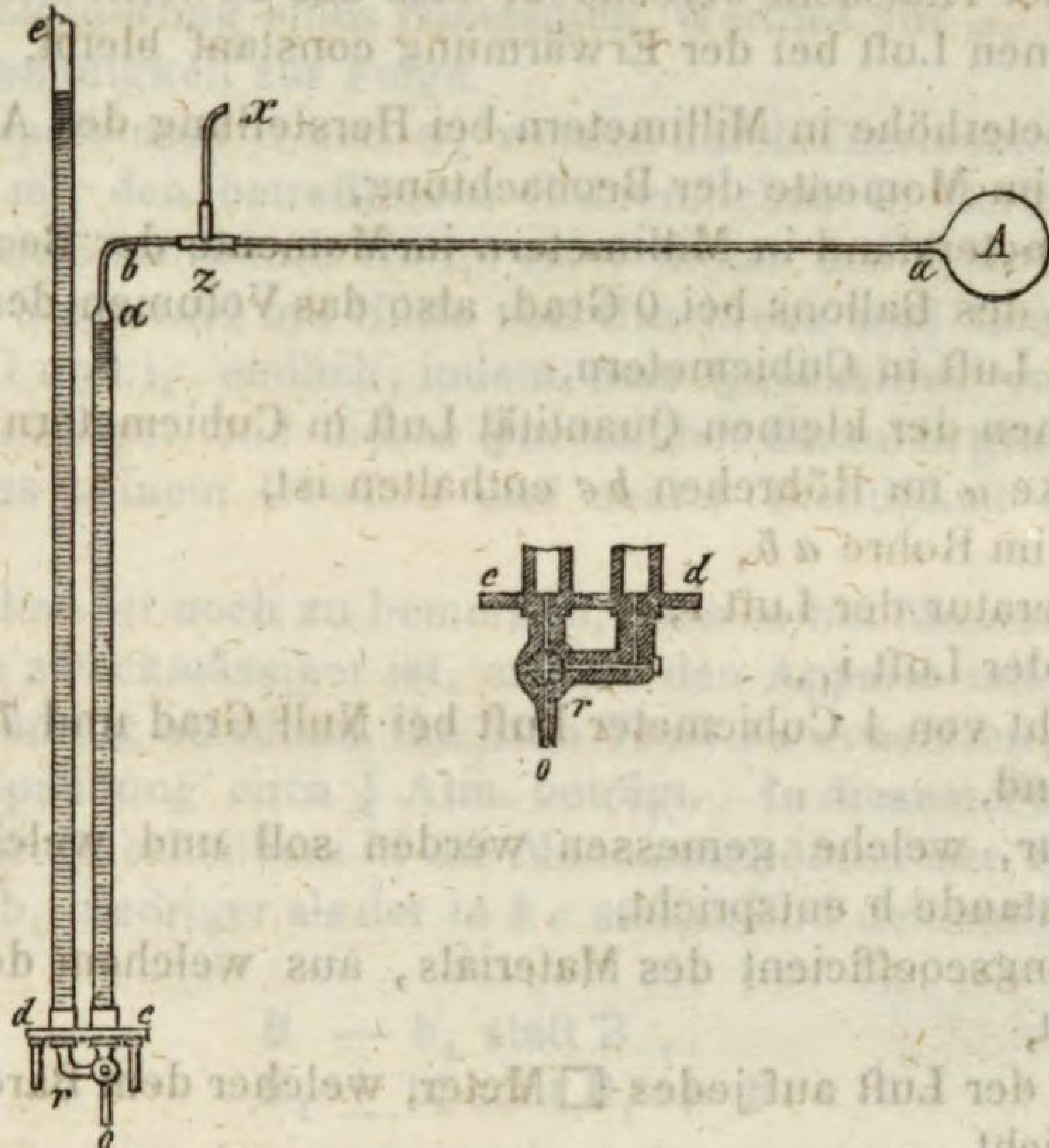
Eine Species der zweiten, oben genannten Gattungen ist das Instrument, welches Regnault als das vorzüglichste Pyrometer erkannt und bei seinen umfangreichen Experimenten verwendet hat. Es ist von folgender Einrichtung:

A ein Ballon aus Platin, Schmiedeeisen, Porzellan, Gusseisen oder Glas, je nachdem die zu messende Temperatur hoch oder weniger hoch ist; *bc*, *de* zwei Manometerröhren, welche durch einen Dreiweg-Hahn (Fig. 65) entweder in Communication gebracht oder von einander abgesperrt werden können; *a b* ein Verbindungsrohr zwischen Ballon und Mano-

*) Regnault, Relation des expériences.

meter und zx ein Röhrchen, welches $a\,b$ mit der äussern Luft communiciren lässt oder dagegen abschliesst.

Fig. 65.



Die Art und Weise, mit diesem Instrumente zu operiren, ist nach Regnault's eigenen Worten:

Man beginnt damit, den Apparat vollkommen zu trocknen. Zu diesem Zwecke lässt man etwas Quecksilber in das Rohr $b\,c$ dringen und dreht den Hahn r so, dass er weder mit $b\,c$ noch mit $d\,e$, noch mit der Oeffnung o communicirt; alsdann setzt man das Rohr zx mit einer Saugpumpe in Verbindung und stellt die Luftleere mehrere Male hintereinander her, indem man die Luft jedes Mal langsam eintreten und durch ein zwischen Luftpumpe und Apparat angebrachtes Röhrensystem strömen lässt, welches mit hygroscopischen Stoffen (mit in Schwefelsäure getränktem Bimsstein) gefüllt ist. Um sicher zu sein, dass die Austrocknung vollkommen erfolgt, erhitzt man den Ballon auf 50 bis 60 Grad. Darauf trennt man die Pumpe, aber lässt das Rohr zx in Communication mit einem Austrocknungsrohre. Man umgiebt den Ballon mit Eis, setzt die Röhren bc und de durch den Hahn in Communication und giesst so viel Quecksilber in dieselben, dass der Spiegel die dicht am höchsten Punkte von bc gelegene Marke α erreicht; die beiden Quecksilberspiegel sind natürlich im Niveau, weil bc durch zx mit der Atmosphäre communicirt.

Hierauf wird der Barometerstand B notirt, das Rohr zx geschlossen und der Ballon in den Raum gebracht, dessen Temperatur gemessen werden soll. In dem Maasse, als die Luft im Ballon sich erwärmt und

sich ausdehnt, giesst man in *de* Quecksilber nach, so dass dessen Spiegel in *bc* auf der Marke α bleibt. Aus der über α gelegenen Höhe der Quecksilbersäule in *de* kann man alsdann die Temperatur T_0 des Ballons zufolge der Thatsache berechnen, dass das Gewicht der im Apparate eingeschlossenen Luft bei der Erwärmung constant bleibt. Ist nämlich

- B die Barometerhöhe in Millimetern bei Herstellung des Apparates,
- B_1 diejenige im Momente der Beobachtung,
- b der Manometerstand in Millimetern im Momente der Beobachtung,
- J der Inhalt des Ballons bei 0 Grad, also das Volumen der in ihm enthaltenen Luft in Cubicmetern,
- i das Volumen der kleinen Quantität Luft in Cubicmetern, welche bis zur Marke α im Röhrchen *bc* enthalten ist,
- i_1 dasjenige im Rohre *ab*,
- Θ die Temperatur der Luft i,
- Θ_1 diejenige der Luft i_1,
- γ_0 das Gewicht von 1 Cubicmeter Luft bei Null Grad und $760^{m \cdot m}$ Barometerstand,
- T_0 Temperatur, welche gemessen werden soll und welche dem Manometerstande b entspricht,
- α_1 Ausdehnungscoefficient des Materials, aus welchem der Ballon gefertigt ist,
- P der Druck der Luft auf jedes □ Meter, welcher dem Barometerstande B entspricht,
- P_0 derjenige, welcher dem Barometerstande von 760 $^{m \cdot m}$ entspricht,

so ergiebt sich, wegen $\frac{P}{P_0} = \frac{B}{760}$ und wegen Gleichung 9 (S. 8), das Gewicht der im Apparate enthaltenen Luft bei Beginn der Operation:

$$= \left(J + \frac{i}{1 + \alpha\,\Theta} + \frac{i_1}{1 + \alpha\,\Theta_1}\right)\gamma_0\,\frac{B}{760};$$

ferner das Gewicht dieses Luftvolumens im Momente, wo die Temperatur T_0 beobachtet werden soll und der Quecksilberspiegel genau auf α steht,

$$= \left(J\,\frac{1 + \alpha_1\,T}{1 + \alpha\,T_0} + \frac{i}{1 + \alpha\,\Theta} + \frac{i_1}{1 + \alpha\,\Theta_1}\right)\gamma_0\,\frac{B_1 + b}{760}$$

Da diese Gewichte einander gleich sein müssen, weil aus dem Apparate keine Luft entkommen kann, so ist

$$\left(J + \frac{i}{1 + \alpha\,\Theta} + \frac{i_1}{1 + \alpha\,\Theta_1}\right)B = \left(J\,\frac{1 + \alpha_1\,T_0}{1 + \alpha\,T_0} + \frac{i}{1 + \alpha\,\Theta} + \frac{i_1}{1 + \alpha\,\Theta_1}\right)(B + b)$$

und hieraus:

$$\frac{1+\alpha_1 T_0}{1+\alpha\, T_0}=\frac{1}{B_1+b}\left[B+\frac{B-B_1-b}{J}\left(\frac{i}{1+\alpha\Theta}+\frac{i_1}{1+\alpha\Theta_1}\right)\right]$$

Um hierdurch T_0 zu ermitteln, ist die hinten angegebene Tabelle von Nutzen; die Einführung eines constanten Werthes für α_1 hat keine erhebliche Ungenauigkeit zur Folge.

Die Temperaturen Θ und Θ_1 werden durch Thermometer bestimmt, welche man mit den betreffenden Röhrentheilen in Berührung bringt, die Manometerstände b mit Hülfe einer hinter den Röhren *bc* und *de* angebrachten Scala und mit Hülfe von Haarkreuz und Loupe, und die Volumina J, i und i_1 endlich, indem man Quecksilber von Null Grad Temperatur eingiesst und dieses Quecksilber darauf in graduirte Röhren füllt, oder aus seinem Gewicht und seiner Dichtigkeit das Volumen berechnet.

Schliesslich ist noch zu bemerken, dass es bei Messung von hohen Temperaturen zweckmässiger ist, anstatt den Apparat mit Luft von der äusseren Spannung zu füllen, ihn zum Theil zu evacuiren, so dass die anfängliche Spannung circa $\frac{1}{4}$ Atm. beträgt. In diesem Falle wird beim Eingiessen des Quecksilbers in die Manometerröhren der Spiegel in *de* um eine Höhe b_1 niedriger als der in *b c* stehen und demzufolge in obigen Formeln

$$B - b_1 \text{ statt } B\,,$$
$$B_1 \pm b_1' \text{ statt } B_1 + b$$

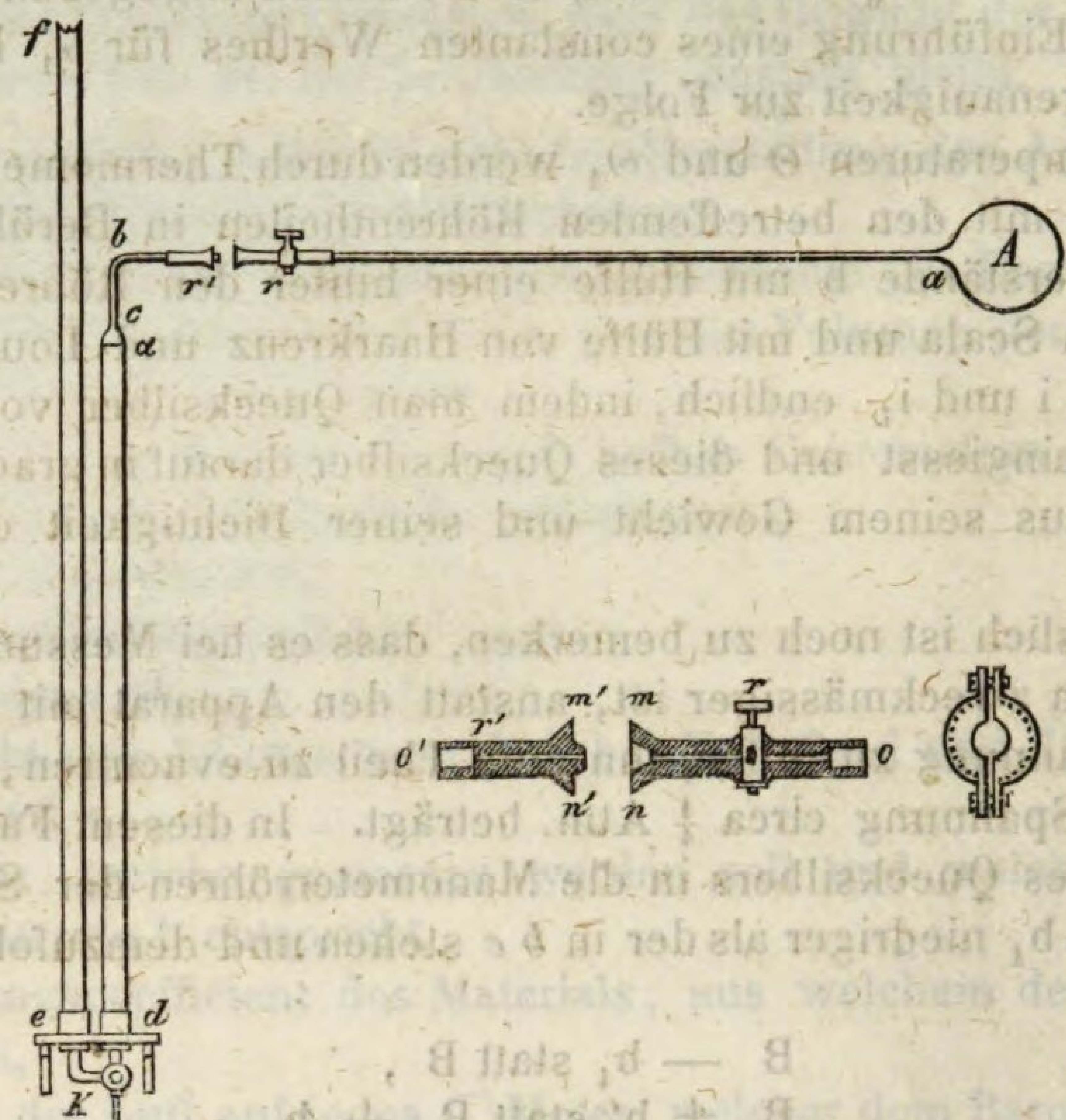
gesetzt werden müssen. Nach Regnault's Versuchen gehen Ungenauigkeiten hieraus nicht hervor.

Dieses Instrument ist allerdings von keineswegs einfacher Construction und erfordert nichts weniger als leichte Behandlung und mühelose Rechnung, aber es ist nach Regnault's, durch so vielfältige Untersuchungen begründeter Ansicht das einzige, welches seine Function mit Sicherheit verrichtet. Indessen kann es für manche Zwecke noch vereinfacht werden, dann nämlich, wenn nicht wie hier eine Aufeinanderfolge von Temperaturen, sondern wenn nur eine einzige Temperatur beobachtet werden soll. Es besteht in diesem Falle aus einem Ballon *A* (Fig. 66), von welchem das kleine Capillarröhrchen *ar* ausgeht, dessen Ende in eine mit dem Hahn *r* versehene Stahlröhre gedichtet ist. Man füllt diesen Ballon in ähnlicher Weise, wie den vorigen Apparat, mit trockener Luft und bringt ihn in den Raum, dessen Temperatur gemessen werden soll, derartig dass ein Theil der Röhre aus den Umfangswänden hervorragt; der Hahn *r* bleibt offen und in Communication mit dem Trockenrohre. Im Momente der Temperaturbestimmung schliesst man ihn und beobachtet den Barometerstand. Alsdann zieht man den Apparat zurück und lässt ihn auf die Temperatur der Umgebung sich abkühlen.

Die auf einem Bret vertikal befestigten Manometerröhren sind vollständig mit Quecksilber gefüllt; man befestigt das Capillarröhrchen *ar*

mit dem Rohre *bcd*. Die Röhren *r* und r_1 sind durch Fig. 66 dargestellt. Ihre conischen Enden passen genau in einander und werden

Fig. 66.



mit Hülfe von Cautchuc und Schraubenring (Fig. 66) hermetisch schliessend aneinander gepresst.

Man umhüllt den Ballon und das Capillarröhrchen mit Eis und lässt darauf das Quecksilber des Manometers in einer Weise einlaufen, dass im Rohre *ef* eine Depression von 6 bis 7 Decimetern unter dem Niveau von *ab* entsteht; dann öffnet man den Hahn, und lässt hierduch einen Theil der Luft des Reservoirs *A* in das Rohr *cd* dringen. Man giesst Quecksilber in *ef*, um den Spiegel genau an die Marke α zu führen. Man misst die Differenz der Quecksilbersäulen des Manometers und beobachtet den Barometerstand.

Mit Hülfe dieser Elemente kann man leicht die Temperatur T_0 bestimmen, welche im Momente des Schliessens der Ballon *A* hatte. Ist nämlich

J der Inhalt des Ballons und des Capillarröhrchens bei Null Grad,

B die Barometerhöhe in Millim. im Momente des Schliessens, wo also die Temperatur des zu messenden Raumes gleich T_0 war,

i der Inhalt des Capillarröhrchens r_1 *bc* und der Inhalt des zwischen *c* und α gelegenen Rohrstückes,

b die Höhendifferenz der beiden Manometersäulen im Momente, wo man die Spannung der Luft bei Null Grad Temperatur bestimmte,

B_1 der Barometerstand in demselben Momente,

Θ die Temperatur eines in der Nähe der Manometer aufgestellten Thermometers,

so wird das Gewicht der Luft, welche den Apparat bei Null Grad erfüllte, ausgedrückt durch:

$$= \left(J + \frac{i}{1+\alpha\,\Theta}\right)\gamma_0 \frac{B_1 - b}{760},$$

das Gewicht der Luft, welche den Apparat im Momente erfüllte, wo der Hahn *r* geschlossen wurde,

$$= J\,\frac{1+\alpha_1 T_0}{1+\alpha\,T_0}\,\gamma_0\,\frac{B}{760}$$

Da diese Gewichte einander gleich sein müssen, so folgt

$$\frac{1+\alpha_1 T_0}{1+\alpha\,T_0} = \left(1 + \frac{i}{J}\,\frac{1}{1+\alpha\,\Theta}\right)\frac{B_1 - b}{B},$$

woraus T_0 ebenso, wie Oben, sich berechnet.

Den Ballon dieses Instrumentes stellte Regnault von Glas her, wenn er niedrige Temperaturen bestimmen wollte, von Platin im entgegengesetzten Falle. Wie die Anfertigung dieses letzten am zweckmässigsten geschieht, giebt er ausführlich an und bringt, da das Platin sehr kostspielig ist, statt dessen Porzellan, Schmiedeeisen oder auch Gusseisen mit der Bemerkung in Vorschlag, dass bei Anwendung des letzten Metalles wegen dessen Durchdringlichkeit für Luft die Füllung zweckmässiger mit Stickgas geschehe.

Endlich empfiehlt er für die Fälle, in denen es auf sehr grosse Genauigkeit nicht ankommt, mit Quecksilberdämpfen gefüllte Thermometer von beistehender Form und Einrichtung. Ein Gefäss von Porzellan oder Blech, dessen Inhalt circa 1 Cubicdecim. beträgt, wird mit einer gewissen Quantität Quecksilber gefüllt und, nachdem der mit der Oeffnung *o* versehene Deckel aufgelegt ist, in den Raum gebracht, dessen Temperatur gemessen werden soll. Diese Temperatur sei als bis zu einem Maximum beständig wachsend gedacht. Das Quecksilber wird zum Sieden gelangen, sein Dampf die Luft aus dem Behälter drängen, wie ein permanentes Gas sich verhalten und sich derartig ausdehnen, dass er mit der äussern Spannung in's Gleichgewicht kommt. Im Moment, wo man die Beobachtung anstellen will, verschiebt man den Deckel um so viel, dass die Oeffnung *o* durch den Rand des Gefässes geschlossen wird, und zieht das Gefäss heraus.

Fig. 67.



Hat dann der Apparat bis zur Temperatur der Umgebung sich abgekühlt, so entnimmt man das Quecksilber, welches an den Umfangswänden condensirt wurde, und bestimmt dessen Gewicht.

Ist nun

J der Inhalt des Gefässes in Cubicmetern bei 0 Grad, also

$J\,(1 + \alpha_1\,T_0)$ sein Inhalt bei T_0 Graden,

B die Barometerhöhe in Millim. bei T_0 Grad,
G das Gewicht des condensirten Quecksilbers in Kilogr.,

so hat man, da das Gewicht von 1 Cubicm. Quecksilberdampf bei 0 Grad Temperatur und bei 760 m·m Pressung 902 Kilogr. beträgt:

$$G = 902 \,.\, J \,\frac{1 + \alpha_1 T_0}{1 + \alpha T_0} \,\frac{B}{760}$$

also

$$\frac{1 + \alpha_1 T_0}{1 + \alpha T_0} = \frac{760}{902} \,\frac{G}{J.B}$$

und darin kann der Ausdehnungscoefficient α des Quecksilberdampfes so gross wie derjenige permanenter Gase, also $= 0{,}00366$ genommen werden.

Da sich indessen bei dieser Art zu operiren leicht Quecksilberoxyd bildet, indem hierzu der Sauerstoff der im Gefässe enthaltenen Luft und die hohe Temperatur Gelegenheit geben, so thut man wohl, eine geringe Quantität Naphta-Oel über das Quecksilber zu schütten und durch dessen Dämpfe, welche später wieder von den Quecksilberdämpfen ausgetrieben werden, die Luft zu entfernen. Entsteht aber trotzdem, oder bei der nachherigen Abkühlung des Gefässes Quecksilberoxyd, so ist man allerdings genöthigt, durch irgend einen geeigneten chemischen Process das Oxyd in metallisches Quecksilber zurückzuwandeln. —

Bei den mehrfach erwähnten Versuchen in Chemnitz wendete Hartig einen Apparat an, welcher principiell sehr viel Aehnlichkeit mit dem oben beschriebenen Pouillet'schen Luftpyrometer hat; auch bei ihm wurde die Temperatur aus der Volumenzunahme ermittelt, welche bei constanter Spannung durch Erwärmung der pyroscopischen Luft erfolgt. Dieser Apparat besteht aus einer graduirten, an einem Ende geschlossenen, am anderen offenen und in eine feine Spitze ausgezogenen Glasröhre, einem mit Quecksilber gefüllten schmiedeisernen Rohre, einem Halter für dieses Rohr und zu senkrechter Einstellung der graduirten Röhren, und aus einem Kupferrohre, welches an der Stelle in die Feuerungsanlage gelegt wird, wo die Temperatur gemessen werden soll.

Man legt die Glasröhre in das Kupferrohr, schmilzt, nachdem sie muthmaasslich die innere Temperatur angenommen, ihre Spitze zu, zieht sie zurück, stellt sie in das Quecksilberrohr und bricht die eingetauchte Spitze ab. Wenn sie sich bis auf die Temperatur der Umgebung abgekühlt hat, befestigt man sie derartig vertikal, dass der Spiegel des eingedrungenen Quecksilbers mit dem des äusseren in gleiches Niveau gekommen ist. Durch diese Operation hat man die Pressung der innern Luft derjenigen der äusseren gleich gemacht. Da anzunehmen ist, dass während des kurz vorhergegangenen Aufenthaltes in der Feuerungsanlage die Röhre derselben äusseren Pressung ausgesetzt war, so erhält man durch Ablesen des Theilstrichs, an welchem das Quecksilber schliesslich steht, durch Notiren der in diesem Momente herrschenden äusseren

Temperatur und durch Ermittelung des totalen Inhaltes der Röhre Beobachtungselemente, aus denen man in ähnlicher Weise, wie es bei den Regnault'schen Apparaten geschah, die Temperatur berechnen kann.

$$a = \frac{v}{V} \frac{1 + \alpha_1 t}{1 + \alpha t},$$

$$T_0 = \frac{1 - a}{a\alpha - \alpha_1}$$

sind zwei Formeln, welche diese Berechnung direct vornehmen lassen.

v das endliche Volumen der innern Luft,
V den totalen Inhalt der Röhre,
t die endliche äussere Temperatur,
α und α_1 Ausdehnungscoefficienten der Luft und des Glases; $\alpha_1 =$ 0,000026. —

Schliesslich sei noch einer Methode der Temperaturbestimmung erwähnt, welche sich auf die specifische Wärmecapacität der Körper gründet. Ein Stück Metall von bekannter specifischer Wärme wird in den Raum gebracht, dessen Temperatur gemessen werden soll, und, nachdem es diese Temperatur angenommen hat, in einen mit kaltem Wasser gefüllten Behälter geworfen. Aus der hierdurch erfolgenden Temperaturerhöhung des Wassers, aus dem Gewichte desselben und demjenigen des Metalles, wie aus der specifischen Wärme beider, ist dann die gesuchte Temperatur dadurch zu ermitteln, dass der Wärmegehalt des von gleicher Temperatur Θ_1 gewordenen Gemisches von Wasser und Metall, weniger dem anfänglichen Wärmegehalte des Wassers, dem im Feuer aufgenommenen Wärmegehalte des Metalles gleich ist. In der That ergiebt sich, wenn

G das Gewicht des Wassers,
G_1 „ „ „ Metalles,
σ die specif. Wärme des Metalles,
Θ die Anfangs- } Temperatur des Wassers
Θ_1 die End- }

bedeutet,

$$G\,\Theta_1 - G\,\Theta + G_1\,\sigma\,\Theta_1 = G_1\,\sigma\,T_0;$$

$$T_0 = \frac{G}{G_1\,\sigma}(\Theta_1 - \Theta) + \Theta_1$$

Hierbei ist die Wärmezunahme der Gefässwände vernachlässigt, weil dieselben am zweckmässigsten aus Holz hergestellt werden, also geringe Wärmecapacität haben, und das Gewicht *G* hinreichend gross angenommen wird.

Diese Methode liefert nur richtige Werthe, wenn keine partielle Verdampfung des Wassers stattfindet, wenn das Metall sich nicht

oxydirt und wenn anzunehmen ist, dass die specifische Wärme σ auch bei höheren Temperaturen constant bleibt. Besonders die Zulässigkeit der letzten Annahme kann bestritten werden.

Um weniger hohe Temperaturen, z. B. diejenige der Verbrennungsproducte in den Feuercanälen oder im Schornsteine approximativ zu bestimmen, kann man auch mehrere in verschiedene Höhlungen eines Eisenstabes gelegte Metalle von verschiedenen Schmelzpunkten anwenden, indem man diese Stange mit den Metallen in den Canal einbringt, nach längerer Zeit wieder zurückzieht und beobachtet, welche von den Metallen geschmolzen sind, welche nicht. Die zu messende Temperatur wird offenbar zwischen den Schmelzpunkten derjenigen Metalle liegen, welche in der Schmelzpunktreihe sämmtlicher Metalle sich berühren und von denen das eine flüssig geworden ist, das andere nicht. Wäre z. B. das Zinn geschmolzen und das Wismuth fest geblieben, so würde zufolge nachstehender Tabelle die gesuchte Temperatur zwischen 230 und 250 Grad liegen. Die Schmelzpunkte einiger Metalle und Legirungen sind nach Karmarsch:

	Grad C.
Antimon	432
Zink	360
Blei	334
1 Zinn + 3 Blei . . .	289
Wismuth	250
Zinn.	230
6 Zinn + 1 Blei . . .	195
1 Zinn + 1 Wismuth	141

b. Anemometer.

Zum Messen der Geschwindigkeit eines bewegten Gasstromes hat man, wie zum Messen höherer Temperaturen, Instrumente, welche das Gesuchte direct ablesen lassen, und solche, welche nur Beobachtungselemente liefern, aus denen das Gesuchte noch berechnet werden muss. Auch hier hat sich gezeigt, dass die ersteren entweder zu complicirt sind, oder dass ihnen in einer oder der andern Weise Unvollkommenheiten anhaften, die zu Fehlerquellen Veranlassung geben.

Ich übergehe daher diese in ausserordentlich mannigfaltiger Form und grosser Anzahl erfundenen Instrumente vollständig, wende mich sofort zu der zweiten Kategorie und führe auch hiervon nur diejenige Species an, welche sich hauptsächlich, ja man kann sagen, fast ausschliesslich wahrhaft bewährt hat. Ich meine das Anemometer, welches die Form und Einrichtung des Woltmann'schen Flügels trägt. Dieser Flügel, dessen sich Woltmann zu Bestimmung der Wassergeschwindigkeit in Flüssen bediente, besteht aus einer Rotationswelle, welche schief gegen ihre Axe geneigte Flügel oder Schaufeln aufnimmt. Diese Welle kann durch Vermittelung eines Schraubenrades mit einem als Zähl-

apparat eingerichteten Räderwerke entweder in Verbindung gebracht werden, oder ausgedrückt bleiben.

Will man die Beobachtung anstellen, so bringt man dieses Instrument derartig in den bewegten Gasstrom, dass die Axe genannter Welle genau parallel mit der Bewegungsrichtung, also das Flügelrad normal dazu ist. Man lässt dieses Rad in Bewegung kommen, rückt, wenn muthmaasslich der Beharrungszustand eingetreten, das Räderwerk ein und nach Verlauf einer beobachteten Anzahl von Secunden wieder aus. Die Anzahl der Umdrehungen, welche das Flügelrad und die Welle in dieser Zeit gemacht haben, lässt sich an dem Räderwerke ablesen und daraus, wie aus der beobachteten Zeitdauer, die Anzahl der Umdrehungen pro Sec. berechnen. Um hieraus endlich die Geschwindigkeit zu ermitteln, dient eine Formel, welche versuchsweise durch das sogenannte Justiren des Instrumentes aufgefunden wird. Bei diesem Justiren verfährt man folgendermaassen.

Das Instrument wird in Gasströme von bekannter Geschwindigkeit eingetaucht, oder es wird nach einander mit verschiedenen Geschwindigkeiten in ruhender Luft bewegt und dabei beobachtet, wie viel Umdrehungen die Flügel pro Sec. bei den entsprechenden Geschwindigkeiten machen. Alsdann werden in einem rechtwinkligen Coordinatensysteme diese beobachteten Umdrehungen u als Abscissen, die correspondirenden Geschwindigkeiten v als Ordinaten aufgetragen, und durch Probiren untersucht, welche gesetzmässige Linie für die durch die Endpunkte a, a_1 a_2 etc. gelegte irreguläre Curve substituirt werden kann. Findet sich, wie es erfahrungsmässig zu allermeist eintritt, dass diese Linie innerhalb weit auseinanderliegender Grenzen mn eine Gerade $\alpha\,\beta$ ist, so lassen sich die irgendwo innerhalb dieser Grenzen gelegenen Ordinatenlängen v aus den Abscissen u durch die Gleichung

$$v = a + b\,u$$

berechnen, wenn die Coefficienten a und b als $a = 0p$ und $b = \frac{n\,a_n - m\,a}{m\,n}$ eingeführt wurden.

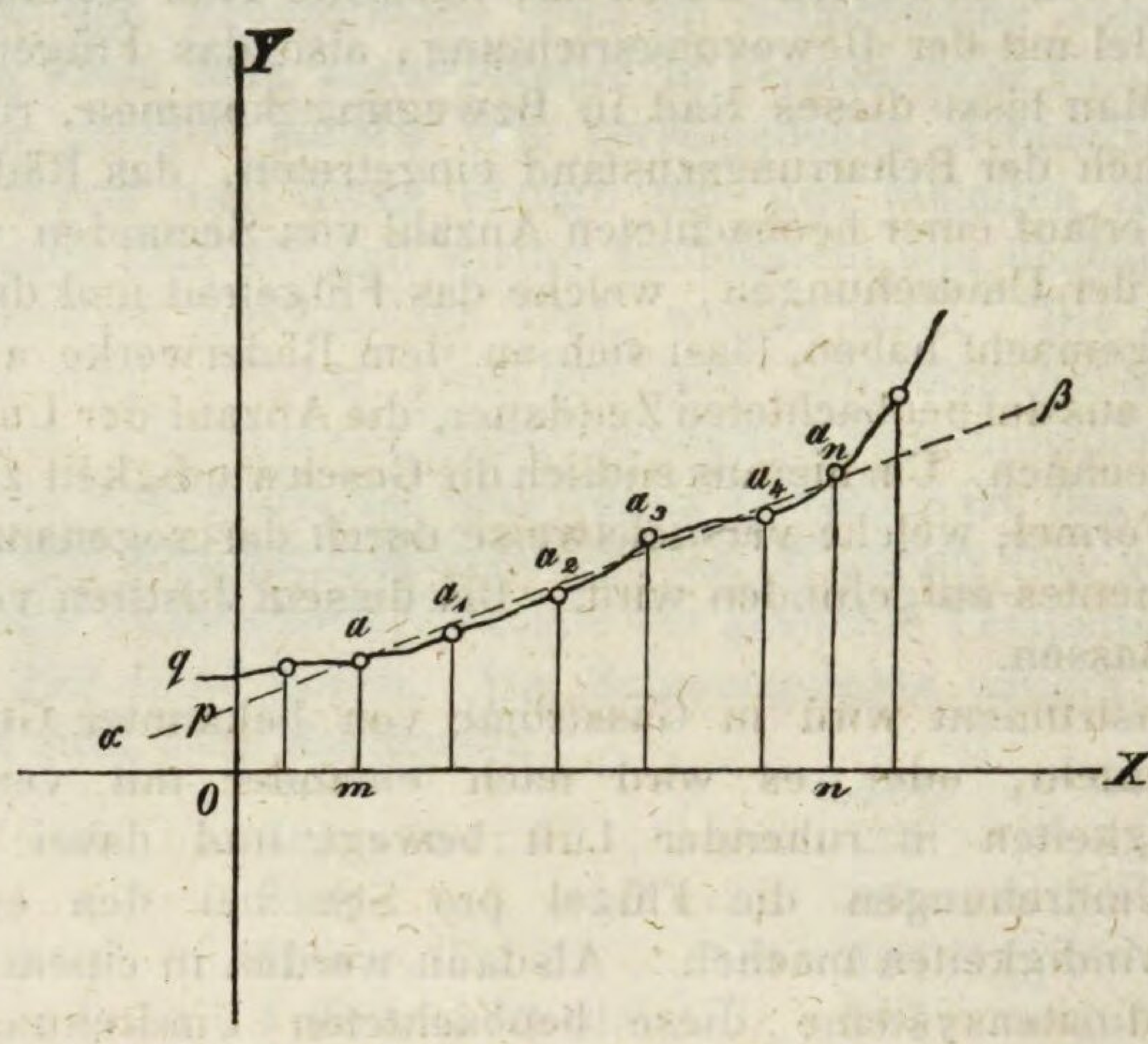
Zeigt sich dagegen dass die Linie eine gekrümmte ist, so wird für dieselbe die allgemeine Gleichung:

$$v = \alpha + \beta u + \gamma u^2 + \ldots$$

geschrieben und α, β, γ etc. durch Rechnung ermittelt. Da indessen nicht allein diese Rechnung, sondern auch die Anwendung der zusammengesetzteren Formel eine mühsame ist, so sucht man in diesem Falle das Instrument derartig abzuändern, dass es der einfachen Formel sich anschliesst, was durch Verdrehung der Schaufeln, also durch Anordnung anderer Stosswinkel meistens leicht möglich ist. Auch wenn die einfachere Formel $v = a + b\,u$ die Gleichung der Versuchscurve innerhalb gewisser Grenzen darstellt, ist es zweckmässiger, die Con-

stanten a und b durch Rechnung zu bestimmen, als sie durch Construction auszumitteln; obige Constructionszeichnung dient dann nur dazu, um

Fig. 68.



vorläufig die Form der anzuwendenden Formel zu liefern und um für die Rechnung Controle zu sein.

Bei dieser Rechnung wendet man die bekannte Methode der kleinsten Fehlerquadrate an, indem man nach derselben setzt:

$$a = \frac{\Sigma (v^2)\, \Sigma (u^2) - \Sigma (u)\, \Sigma (u\, v)}{n\, \Sigma (u^2) - \Sigma (u)\, \Sigma (u)},$$

$$b = \frac{n\, \Sigma (u\, v) - \Sigma (u)\, \Sigma (v)}{n\, \Sigma (u^2) - \Sigma (u)\, \Sigma (u)},$$

worin n die Anzahl der Beobachtungen,

$$\Sigma v = v_1 + v_2 + v_3 + \ldots v_n \text{ und}$$
$$\Sigma u = u_1 + u_2 + u_3 + \ldots u_n$$

die Summe der Einzelwerthe von den beobachteten Geschwindigkeiten und zugehörigen Umdrehungen bedeutet. Geht die Gerade $\alpha\,\beta$ durch den Coordinatenursprung, so ist natürlich, wie auch die Rechnung ergeben wird, $a = 0$, und geht sie unter dem Coordinatenursprunge vorüber, so wird a negativ. Die Constante a für denjenigen Werth von v zu erklären, bei welchem das Instrument wegen seiner Reibungswiderstände sich umzudrehen aufhört, ist unrichtig, wie schon aus der Thatsache erhellt, dass negative Werthe für a zum Vorschein kommen. Vielmehr ist *a* die Länge *Op* (Fig. 68), welche die Verlängerung der innerhalb der Grenzen *mn* substituirten geraden Linie auf der Ordinaten-

axe abschneidet, und jener, dem wegen Reibungswiderstände erfolgenden Stillstande des Instrumentes zugehörige Werth wird durch Oq dargestellt.

Da nur innerhalb der Grenzen m und n eine Gerade für die Versuchscurve substituirt werden kann, so gilt auch die Gleichung $v = a + b u$ nur innerhalb dieser Grenzen und darf nicht mehr angewendet werden, wenn die Umdrehungsanzahl kleiner als Om, oder grösser als On ausfällt, oder wenn die Geschwindigkeit kleiner als ma und grösser als na_n ist.

Will man unter allen Umständen, also auch in denen, in welchen m und n sehr nahe aneinanderfallen, die Bequemlichkeit gewinnen, mit der einfachen Formel $v = a + b u$ die Berechnung anstellen zu können, so muss man auf die Welle des Instrumentes Flügel von verschieden grossem Stosswinkel oder verschieden grossem Durchmesser schrauben und für jeden derselben das Justiren vornehmen; man erhält dann für die verschiedenen Flügel die Formeln

$$v = a_1 + b_1 u ,$$
$$v = a_2 + b_2 u ,$$
$$v = a_3 + b_3 u ,$$
$$\text{etc.,}$$

die so beschaffen sind, dass die erste innerhalb der Grenzen $m\,n$, die zweite innerhalb der Grenzen $n\,n_1$, die dritte innerhalb der Grenzen $n_1\,n_2$ etc. Gültigkeit hat. Ersichtlich ist hieraus, dass, wenn man sehr viele verschiedene Flügel anwendet, endlich auch die noch einfacheren Formeln

$$v = c_1 u$$
$$v = c_2 u$$
$$\text{etc.}$$

brauchbar gemacht werden können, wo dann c_1 und c_2 durch die Ausdrücke

$$c_1 = \frac{\Sigma\,(v_1 u_1)}{\Sigma\,(u_1{}^2)}\ ,\ c_2 = \frac{\Sigma\,(v_2\, u_2)}{\Sigma\,(u_2{}^2)}$$

aus den Beobachtungswerthen v_1, u_1, v_2 und u_2 sich berechnen.

Anemometer der besprochenen Art werden jetzt sehr vorzüglich gearbeitet und meistens auch justirt vom Mechanikus Neumann in Paris geliefert (Rue Godot de Mauroy 16). —

Eine Methode, mit sehr einfachem Apparate die Geschwindigkeit der Verbrennungsproducte in einer Feuerungsanlage zu ermitteln, ist diejenige, welche Péclet bei seinen älteren zu Ermittelung des Reibungswiderstandes angestellten Versuchen anwendete; sie besteht allgemein aufgefasst darin, deutlich wahrnehmbare, der Bewegung des Rauches folgende Körpertheile in den Verbrennungsraum einzuführen und aus Beobachtung der Zeitdauer ihres Verbleibens in der Feuerungsanlage, wie aus der Länge der Canäle, also des von ihnen zurückgelegten

Weges, die mittlere Geschwindigkeit zu berechnen. Als solche Körpertheile verwendete Péclet Terpentinöldämpfe, welche er durch Eintragen einer mit Terpentinöl getränkten Lunte im Feuerraume erzeugte.

Es braucht kaum angeführt zu werden, dass, wenn z die Zeit in Secunden, welche zwischen den Momenten des Einbringens und des am Ausflusspunkte der Feuerungsanlage Zumvorscheinkommens liegt, und L die Gesammtlänge der durchströmten Canäle in Metern bedeutet, die Geschwindigkeit durch

$$v = \frac{L}{z}$$

sich berechnet.

Diese Methode ist indessen nur geeignet, die mittlere und nicht diejenige Geschwindigkeit zu messen, welche in einem bestimmten Querschnitte der Canalführung herrscht, oder es müsste die Feuerungsanlage so beschaffen sein, dass die Geschwindigkeit als überall gleich gross zu betrachten wäre, was entweder geschehen kann, wenn keine nützliche und schädliche Abkühlung stattfindet, und Querschnitt, wie Spannung überall gleich gross sind, oder wenn die Canalquerschnitte in einem gewissen, den Variationen der Temperatur und Spannung angepassten Verhältnisse sich verändern. Da Feuerungsanlagen von dieser Beschaffenheit selten angetroffen werden und da es noch seltener von Interesse ist, die mittlere statt der Geschwindigkeit in einem bestimmten Querschnitte kennen zu lernen, so schränkt sich die Anwendung dieser Methode auf eine geringe Anzahl von Sonderfällen ein.

Tabelle

über specifische Gewichte, specifische Wärmecapacitäten und Dichtigkeiten einiger festen, flüssigen und gasförmigen Substanzen.

Namen d. Substanz.	Gewicht von 1 Cub. Meter in Kilogr.	Specifische Wärme		Namen d. Substanz.	Gewicht von 1 Cub. Meter in Kilogr.	Specifisches Gewicht.	Specifische Wärme	
		bei const. Druck.	bei const. Volumen.				bei const. Druck.	bei const. Volumen.
Wasser	1000	1	—	Atmosphär. Luft .	1,299	1	0,237	0,162
Eisen	7844	0,110	—	Wasserstoffgas . .	0,089	0,069	3,405	2,420
Kupfer	8721	0,095	—	Ammoniakgas . .	0,998	0,768	0,475	—
Zink	6915	0,093	—	Aetherdampf . . .	3,322	2,556	0,481	—
Zinn	7290	0,051	—	Wasserdampf . .	1,046	0,805	0,475	—
Antimon	6701	0,047	—	Alcoholdampf . .	2,065	1,589	0,451	—
Quecksilber . . .	13559	0,033	—	Kohlenoxydgas .	1,623	1,264	0,248	0,173
Wismuth	9822	0,029	—	Stickstoffgas . . .	1,626	1,268	0,244	—
Blei	11389	0,029	—	Oelbildendes Gas	1,280	0,985	0,421	0,331
Holz {	600	0,500	—	Stickoxydgas . . .	1,755	1,350	0,232	0,162
	800	0,600	—	Sauerstoffgas . . .	1,860	1,432	0,218	0,154
Steinkohle	1562	0,241	—	Kohlensaures Gas	2,574	1,980	0,216	0,161
Gebrannter Thon	1812	0,208	—	Chlorgas	4,121	3,170	0,114	—
Glas	2800	0,177	—					

Die 7[te] Columne enthält die specifischen Gewichte mehrerer Gase in Bezug auf atmosphärische Luft; um die specifischen Gewichte dieser Körper und ebenso die der in der 1[sten] Columne aufnotirten in Bezug auf Wasser zu erhalten, braucht man die Zahlen der Columne 2 und 6 nur durch 1000 zu dividiren, also drei Stellen derselben abzuschneiden.

Die specifischen Wärmen beziehen sich, wie man leicht erkennt, sämmtlich auf Wasser. Um angenäherte Werthe für die fehlenden Zahlen der letzten Columne zu erhalten, braucht man diejenigen der vorletzten nur mit 0,7 zu multipliciren.

Specifische Gewichte und Gewicht der Volumeneinheit sowohl als specifische Wärme gelten für Wasser von 4° C. und für Luft von 0° C., wie für eine Pressung von 0,76 Meter Quecksilbersäule.

Zufolge der Tabelle wiegt beispielsweise 1 Cubmeter Kupfer 8721 Kilogr. und erfordert 8721 . 0,095 Wärmeeinheiten, um einen Zuwachs von 1 Grad Temperatur zu zeigen, während Kohlenoxydgas pro Cubmeter 1,623 Kilogr. wiegt, ein auf Luft bezogenes specifisches Gewicht von 1,264 hat, und pro Kilogr. 0,248 Wärmeeinheiten für eine Temperaturerhöhung um 1 Grad unter constantem Drucke beansprucht. Die Zahlen der 3ten, 9ten und 10ten Columne geben direct die Wärmemengen an, welche 1 Kilogr. der betreffenden Substanz zu Steigerung seiner Temperatur um 1 Grad zugeführt werden müssen, und wenn von französischen Wärmeeinheiten die Rede ist.

Tabelle

zur Reduction der Wärmeeinheiten.

Zollverband.		Oesterreich.		Frankreich.	England.	Russland.		Schweden.	
C.	R.	C.	R.	C.	F.	C.	R.	C.	R.
1	0,8	0,8929	0,7143	0,5	1,9841	1,22	0,976	1,1755	0,9404
1,25	1	1,1161	0,8929	0,625	2,4802	1,525	1,22	1,4694	1,1755
1,12	0,896	1	0,8	0,56	2,2218	1,3675	1,0938	1,2346	0,9876
1,40	1,12	1,25	1	0,7	2,7768	1,7095	1,3675	1,5432	1,2346
2	1,6	1,7857	1,4286	1	3,9683	2,4419	1,9534	2,3511	1,8808
0,504	0,4032	0,45	0,36	0,252	1	0,6153	0,4923	0,5869	0,469
0,819	0,6552	0,7313	0,5851	0,4095	1,625	1	0,8	0,9628	0,7702
1,0237	0,819	0,9141	0,7313	0,5114	2,0313	1,25	1	1,2305	0,9628
0,8507	0,6805	0,7595	0,6076	0,4253	1,6875	1,0386	0,8308	1	0,8
1,0634	0,8507	0,9494	0,7595	0,5316	2,1098	1,2982	1,0386	1,25	1

Wärmeeinheit = Gewichtseinheit × Temperatureinheit.

Als Gewichtseinheit ist für Frankreich das Kilogramm, für die übrigen Länder das denselben zugehörige Pfund, als Temperatureinheit je nach Umständen 1 Grad der durch C., R. und F. bezeichneten Scalen des

Celsius'chen, Reaumur'schen und Fahrenheit'schen Thermometers angenommen worden.

Man findet beispielsweise durch die Tabelle, dass 1 auf Reaumur bezogene, österreichische Wärmeeinheit 1,4 auf Celsius bezogene Zollverbands-, 2,7768 englische und 0,7 französische Wärmeeinheiten einschliesst, und dass 1 auf die 100theilige Scale bezogene russische Wärmeeinheit deren 1,625 englische, 0,4095 französische und 0,7702 auf Reaumur bezogene schwedische hat. —

Tabelle

zu Berechnung des Gewichtes der landesüblichen Maasseinheit für Brennmaterial.

1 Cubicmeter

verkehrsüblich zusammengehäuftes oder aufgeschüttetes

		Kilogr.			Kilogr.
weiches Holz	wiegt	300—400	Presstorf	wiegt	1000
hartes Holz	„	400—500	Torfkohle	„	80— 200
Kohle aus weichem Holz	„	180—220	Braunkohle	„	500— 800
Kohle aus hartem Holz	„	220—250	Steinkohle	„	700—1000
Torf	„	200—400	Kok	„	400— 600

preussische Scheffel	Wiener Metzen	sächsische Scheffel	englische Bushel	Cubic-Meter.
1	0,893	0,529	1,512	0,0549
1,119	1	0,592	1,692	0,0615
1,889	1,688	1	2,856	0,1038
0,661	0,591	0,350	1	0,0363
18,19	16,62	9,631	27,51	1

Mit diesen Tabellen berechnet sich beispielsweise das Gewicht von 1 sächs. Scheffel Presstorf zu 1000 . 0,1038 Kilogr., das Gewicht von 1 Wiener Metze hartem Holze zu 400 . 0,0615 bis 500 . 0,0615 Kilogr. und das Gewicht von 1 englischen Bushel Steinkohle zu 700 . 0,0363 bis 1000 . 0,0363 Kilogr. —

NB. Das Verhältniss zwischen Volumen und Gewicht nicht allein verschiedener Sorten derselben Brennmaterialgattung, sondern sogar ein und derselben, aus demselben Forste, demselben Stichreviere oder derselben Grube stammenden Brennmaterialart ist so ausserordentlich schwankend und hängt von so vielen tausend wechselnden Umständen und Zufälligkeiten ab, dass man trotz der umfangreichsten und mannigfaltigsten Beobachtungen einen anderen als in vielen Fällen zu höchst trügerischen Ergebnissen führenden Werth anzugeben nicht im Stande ist. Es dürfen daher die in der ersten Tabelle aufnotirten Angaben nur zu ganz rohen Ueberschlagsrechnungen verwendet werden. —

Tabelle

über die Werthe der Temperaturfunction $1 + \alpha\,T$ für $\alpha = 0{,}00366$ von $T = 0$ bis $T = 2000$ Celsius in den Intervallen der Scaleneinheit.

T	1 + αT	T	1 + αT	T	1 + αT	T	1 + αT
1	1,00366	22	1,08052	43	1,15738	64	1,23424
2	1,00732	23	1,08418	44	1,16104	65	1,23790
3	1,01098	24	1,08784	45	1,16470	66	1,24156
4	1,01464	25	1,09150	46	1,16836	67	1,24522
5	1,01830	26	1,09516	47	1,17202	68	1,24888
6	1,02196	27	1,09882	48	1,17568	69	1,25254
7	1,02562	28	1,10248	49	1,17934	70	1,25620
8	1,02928	29	1,10614	50	1,18300	71	1,25986
9	1,03294	30	1,10980	51	1,18666	72	1,26352
10	1,03660	31	1,11346	52	1,19032	73	1,26718
11	1,04026	32	1,11712	53	1,19398	74	1,27084
12	1,04392	33	1,12078	54	1,19764	75	1,27450
13	1,04758	34	1,12444	55	1,20130	76	1,27816
14	1,05124	35	1,12810	56	1,20496	77	1,28182
15	1,05490	36	1,13176	57	1,20862	78	1,28548
16	1,05856	37	1,13542	58	1,21228	79	1,28914
17	1,06222	38	1,13908	59	1,21694	80	1,29280
18	1,06588	39	1,14274	60	1,21960	81	1,29646
19	1,06954	40	1,14640	61	1,22326	82	1,30012
20	1,07320	41	1,15006	62	1,22792	83	1,30378
21	1,07686	42	1,15372	63	1,23058	84	1,30744

T	$1+\alpha T$	T	$1+\alpha T$	T	$1+\alpha T$	T	$1+\alpha T$
85	1,31110	127	1,46482	169	1,61854	211	1,77226
86	1,31476	128	1,46848	170	1,62220	212	1,77592
87	1,31842	129	1,47214	171	1,62586	213	1,77958
88	1,32208	130	1,47580	172	1,62952	214	1,78324
89	1,32574	131	1,47946	173	1,63318	215	1,78690
90	1,32940	132	1,48312	174	1,63684	216	1,79056
91	1,33306	133	1,48678	175	1,64050	217	1,79422
92	1,33672	134	1,49044	176	1,64416	218	1,79788
93	1,34038	135	1,49410	177	1,64782	219	1,80154
94	1,34404	136	1,49776	178	1,65148	220	1,80520
95	1,34770	137	1,50142	179	1,65514	221	1,80886
96	1,35136	138	1,50508	180	1,65880	222	1,81252
97	1,35502	139	1,50874	181	1,66246	223	1,81618
98	1,35868	140	1,51240	182	1,66612	224	1,81984
99	1,36234	141	1,51606	183	1,66978	225	1,82350
100	1,36600	142	1,51972	184	1,67344	226	1,82716
101	1,36966	143	1,52338	185	1,67710	227	1,83082
102	1,37332	144	1,52704	186	1,68076	228	1,83448
103	1,37698	145	1,53070	187	1,68442	229	1,83814
104	1,38064	146	1,53436	188	1,68808	230	1,84180
105	1,38430	147	1,53802	189	1,69174	231	1,84546
106	1,38796	148	1,54168	190	1,69540	232	1,84912
107	1,39162	149	1,54534	191	1,69906	233	1,85278
108	1,39528	150	1,54900	192	1,70272	234	1,85644
109	1,39894	151	1,55266	193	1,70638	235	1,86010
110	1,40260	152	1,55632	194	1,71004	236	1,86376
111	1,40626	153	1,55998	195	1,71370	237	1,86742
112	1,40992	154	1,56364	196	1,71736	238	1,87108
113	1,41358	155	1,56730	197	1,72102	239	1,87474
114	1,41724	156	1,57096	198	1,72468	240	1,87840
115	1,42090	157	1,57462	199	1,72834	241	1,88206
116	1,42456	158	1,57828	200	1,73200	242	1,88572
117	1,42822	159	1,58194	201	1,73566	243	1,88938
118	1,43188	160	1,58560	202	1,73932	244	1,89304
119	1,43554	161	1,58926	203	1,74298	245	1,89670
120	1,43920	162	1,59292	204	1,74664	246	1,90036
121	1,44286	163	1,59658	205	1,75030	247	1,90402
122	1,44652	164	1,60024	206	1,75396	248	1,90768
123	1,45018	165	1,60390	207	1,75762	249	1,91134
124	1,45384	166	1,60756	208	1,76128	250	1,91500
125	1,45750	167	1,61122	209	1,76494	251	1,91866
126	1,46116	168	1,61488	210	1,76860	252	1,92232

T	$1 + \alpha T$	T	$1 + \alpha T$	T	$1 + \alpha T$	T	$1 + \alpha T$
253	1,92598	295	2,07970	337	2,23342	379	2,38714
254	1,92964	296	2,08336	338	2,23708	380	2,39080
255	1,93330	297	2,08702	339	2,24074	381	2,39446
256	1,93696	298	2,09068	340	2,24440	382	2,39812
257	1,94062	299	2,09434	341	2,24806	383	2,40178
258	1,94428	300	2,09800	342	2,25172	384	2,40544
259	1,94794	301	2,10166	343	2,25538	385	2,40910
260	1,95160	302	2,10532	344	2,25904	386	2,41276
261	1,95526	303	2,10898	345	2,26270	387	2,41642
262	1,95892	304	2,11264	346	2,26636	388	2,42008
263	1,96258	305	2,11630	347	2,27002	389	2,42374
264	1,96624	306	2,11996	348	2,27368	390	2,42740
265	1,96990	307	2,12362	349	2,27734	391	2,43106
266	1,97356	308	2,12728	350	2,28100	392	2,43472
267	1,97722	309	2,13094	351	2,28466	393	2,43838
268	1,98088	310	2,13460	352	2,28832	394	2,44204
269	1,98454	311	2,13826	353	2,29198	395	2,44570
270	1,98820	312	2,14192	354	2,29564	396	2,44936
271	1,99186	313	2,14558	355	2,29930	397	2,45302
272	1,99552	314	2,14924	356	2,30296	398	2,45668
273	1,99918	315	2,15290	357	2,30662	399	2,46034
274	2,00284	316	2,15656	358	2,31028	400	2,46400
275	2,00650	317	2,16022	359	2,31394	401	2,46766
276	2,01016	318	2,16388	360	2,31760	402	2,47132
277	2,01382	319	2,16754	361	2,32126	403	2,47498
278	2,01748	320	2,17120	362	2,32492	404	2,47864
279	2,02114	321	2,17486	363	2,32868	405	2,48230
280	2,02480	322	2,17852	364	2,33224	406	2,48596
281	2,02846	323	2,18218	365	2,33590	407	2,48962
282	2,03212	324	2,18584	366	2,33956	408	2,49328
283	2,03578	325	2,18950	367	2,34322	409	2,49694
284	2,03944	326	2,19316	368	2,34688	410	2,50060
285	2,04310	327	2,19682	369	2,35054	411	2,50426
286	2,04676	328	2,20048	370	2,35420	412	2,50792
287	2,05042	329	2,20414	371	2,35786	413	2,51158
288	2,05408	330	2,20780	372	2,36152	414	2,51524
289	2,05774	331	2,21146	373	2,36518	415	2,51890
290	2,06140	332	2,21512	374	2,36884	416	2,52256
291	2,06506	333	2,21878	375	2,37250	417	2,52622
292	2,06872	334	2,22244	376	2,37616	418	2,52988
293	2,07238	335	2,22610	377	2,37982	419	2,53354
294	2,07604	336	2,22976	378	2,38348	420	2,53720

T	$1 + \alpha T$	T	$1 + \alpha T$	T	$1 + \alpha T$	T	$1 + \alpha T$
421	2,54086	463	2,69468	505	2,84830	547	3,00202
422	2,54452	464	2,69824	506	2,85196	548	3,00568
423	2,54818	465	2,70190	507	2,85562	549	3,00934
424	2,55184	466	2,70556	508	2,85928	550	3,01300
425	2,55550	467	2,70922	509	2,86294	551	3,01666
426	2,55916	468	2,71288	510	2,86660	552	3,02032
427	2,56282	469	2,71654	511	2,87026	553	3,02398
428	2,56648	470	2,72020	512	2,87392	554	3,02764
429	2,57014	471	2,72386	513	2,87758	555	3,03130
430	2,57380	472	2,72752	514	2,88124	556	3,03496
431	2,57746	473	2,73118	515	2,88490	557	3,03862
432	2,58112	474	2,73484	516	2,88856	558	3,04228
433	2,58478	475	2,73850	517	2,89222	559	3,04594
434	2,58844	476	2,74216	518	2,89588	560	3,04960
435	2,59210	477	2,74582	519	2,89954	561	3,05326
436	2,59576	478	2,74948	520	2,90320	562	3,05692
437	2,59942	479	2,75314	521	2,90686	563	3,06058
438	2,60308	480	2,75680	522	2,91052	564	3,06424
439	2,60674	481	2,76046	523	2,91418	565	3,06790
440	2,61040	482	2,76412	524	2,91784	566	3,07156
441	2,61406	483	2,76778	525	2,92150	567	3,07722
442	2,61772	484	2,77144	526	2,92516	568	3,07888
443	2,62138	485	2,77510	527	2,92882	569	3,08254
444	2,62504	486	2,77876	528	2,93248	570	3,08620
445	2,62870	487	2,78242	529	2,93614	571	3,08986
446	2,63236	488	2,78608	530	2,93980	572	3,09352
447	2,63602	489	2,78974	531	2,94346	573	3,09718
448	2,63968	490	2,79340	532	2,94712	574	3,10084
449	2,64334	491	2,79706	533	2,95078	575	3,10450
450	2,64700	492	2,80072	534	2,95444	576	3,10816
451	2,65066	493	2,80438	535	2,95810	577	3,11182
452	2,65432	494	2,80804	536	2,96176	578	3,11548
453	2,65798	495	2,81170	537	2,96542	579	3,11914
454	2,66164	496	2,81536	538	2,96908	580	3,12280
455	2,66530	497	2,81902	539	2,97274	581	3,12646
456	2,66896	498	2,82268	540	2,97640	582	3,13012
457	2,67262	499	2,82634	541	2,98006	583	3,13378
458	2,67628	500	2,83000	542	2,98372	584	3,13744
459	2,67994	501	2,83366	543	2,98738	585	3,14110
460	2,68360	502	2,83732	544	2,99104	586	3,14476
461	2,68726	503	2,84098	545	2,99470	587	3,14842
462	2,69092	504	2,84464	546	2,99836	588	3,15208

T	1 + α T	T	1 + α T	T	1 + α T	T	1 + α T
589	3,15574	631	3,30946	673	3,46318	715	3,61690
590	3,15940	632	3,31312	674	3,46684	716	3,62056
591	3,16306	633	3,31678	675	3,47050	717	3,62422
592	3,16672	634	3,32044	676	3,47416	718	3,62788
593	3,17038	635	3,32410	677	3,47782	719	3,63154
594	3,17404	636	3,32776	678	3,48148	720	3,63520
595	3,17770	637	3,33142	679	3,48514	721	3,63886
596	3,18136	638	3,33508	680	3,48880	722	3,64252
597	3,18502	639	3,33874	681	3,49246	723	3,64618
598	3,18868	640	3,34240	682	3,49612	724	3,64984
599	3,19234	641	3,34606	683	3,49978	725	3,65350
600	3,19600	642	3,34972	684	3,50344	726	3,65716
601	3,19966	643	3,35338	685	3,50710	727	3,66082
602	3,20332	644	3,35704	686	3,51076	728	3,66448
603	3,20698	645	3,36070	687	3,51442	729	3,66814
604	3,21064	646	3,36436	688	3,51808	730	3,67180
605	3,21430	647	3,36802	689	3,52174	731	3,67546
606	3,21796	648	3,37168	690	3,52540	732	3,67912
607	3,22162	649	3,37534	691	3,52906	733	3,68278
608	3,22528	650	3,37900	692	3,53272	734	3,68644
609	3,22894	651	3,38266	693	3,53638	735	3,69010
610	3,23260	652	3,38632	694	3,54004	736	3,69376
611	3,23626	653	3,38998	695	3,54370	737	3,69742
612	3,23992	654	3,39364	696	3,54736	738	3,70108
613	3,24358	655	3,39730	697	3,55102	739	3,70474
614	3,24724	656	3,40096	698	3,55468	740	3,70840
615	3,25090	657	3,40462	699	3,55834	741	3,71206
616	3,25456	658	3,40828	700	3,56200	742	3,71572
617	3,25822	659	3,41194	701	3,56566	743	3,71938
618	3,26188	660	3,41560	702	3,56932	744	3,72304
619	3,26554	661	3,41926	703	3,57298	745	3,72670
620	3,26920	662	3,42292	704	3,57664	746	3,73036
621	3,27286	663	3,42658	705	3,58030	747	3,73402
622	3,27652	664	3,43024	706	3,58396	748	3,73768
623	3,28018	665	3,43390	707	3,58762	749	3,74134
624	3,28384	666	3,43756	708	3,59128	750	3,74500
625	3,28750	667	3,44122	709	3,59494	751	3,74866
626	3,29116	668	3,44488	710	3,59860	752	3,75232
627	3,29482	669	3,44854	711	3,60226	753	3,75598
628	3,29848	670	3,45220	712	3,60592	754	3,75964
629	3,30214	671	3,45586	713	3,60958	755	3,76330
630	3,30580	672	3,45952	714	3,61324	756	3,76696

T	$1 + \alpha T$	T	$1 + \alpha T$	T	$1 + \alpha T$	T	$1 + \alpha T$
757	3,77062	799	3,92434	841	4,07806	883	4,23178
758	3,77428	800	3,92800	842	4,08172	884	4,23544
759	3,77794	801	3,93166	843	4,08538	885	4,23910
760	3,78160	802	3,93532	844	4,08904	886	4,24276
761	3,78526	803	3,93898	845	4,09270	887	4,24642
762	3,78892	804	3,94264	846	4,09636	888	4,25008
763	3,79258	805	3,94630	847	4,10002	889	4,25374
764	3,79624	806	3,94996	848	4,10368	890	4,25740
765	3,79990	807	3,95362	849	4,10734	891	4,26106
766	3,80356	808	3,95728	850	4,11100	892	4,26472
767	3,80722	809	3,96094	851	4,11466	893	4,26838
768	3,81088	810	3,96460	852	4,11832	894	4,27204
769	3,81454	811	3,96826	853	4,12198	895	4,27570
770	3,81820	812	3,97192	854	4,12564	896	4,27936
771	3,82186	813	3,97558	855	4,12930	897	4,28302
772	3,82552	814	3,97924	856	4,13296	898	4,28668
773	3,82918	815	3,98290	857	4,13662	899	4,29034
774	3,83284	816	3,98656	858	4,14028	900	4,29400
775	3,83650	817	3,99022	859	4,14394	901	4,29766
776	3,84016	818	3,99388	860	4,14760	902	4,30132
777	3,84382	819	3,99754	861	4,15126	903	4,30498
778	3,84748	820	4,00120	862	4,15492	904	4,30864
779	3,85114	821	4,00486	863	4,15858	905	4,31230
780	3,85480	822	4,00852	864	4,16224	906	4,31596
781	3,85846	823	4,01218	865	4,16590	907	4,31962
782	3,86212	824	4,01584	866	4,16956	908	4,32328
783	3,86578	825	4,01950	867	4,17322	909	4,32694
784	3,86944	826	4,02316	868	4,17688	910	4,33060
785	3,87310	827	4,02682	869	4,18054	911	4,33426
786	3,87676	828	4,03048	870	4,18420	912	4,33792
787	3,88042	829	4,03414	871	4,18786	913	4,34158
788	3,88408	830	4,03780	872	4,19152	914	4,34524
789	3,88774	831	4,04146	873	4,19518	915	4,34890
790	3,89140	832	4,04512	874	4,19884	916	4,35256
791	3,89506	833	4,04878	875	4,20250	917	4,35622
792	3,89872	834	4,05244	876	4,20616	918	4,35988
793	3,90238	835	4,05610	877	4,20982	919	4,36354
794	3,90604	836	4,05976	878	4,21348	920	4,36720
795	3,90970	837	4,06342	879	4,21714	921	4,37086
796	3,91336	838	4,06708	880	4,22080	922	4,37452
797	3,91702	839	4,07074	881	4,22446	923	4,37818
798	3,92068	840	4,07440	882	4,22812	924	4,38184

T	$1+\alpha T$	T	$1+\alpha T$	T	$1+\alpha T$	T	$1+\alpha T$
925	4,38550	967	4,53922	1009	4,69294	1051	4,84666
926	4,38916	968	4,54288	1010	4,69660	1052	4,85032
927	4,39282	969	4,54654	1011	4,70026	1053	4,85398
928	4,39648	970	4,55020	1012	4,70392	1054	4,85764
929	4,40014	971	4,55386	1013	4,70758	1055	4,86130
930	4,40380	972	4,55752	1014	4,71124	1056	4,86496
931	4,40746	973	4,56118	1015	4,71490	1057	4,86862
932	4,41112	974	4,56484	1016	4,71856	1058	4,87228
933	4,41478	975	4,56850	1017	4,72222	1059	4,87594
934	4,41844	976	4,57216	1018	4,72588	1060	4,87960
935	4,42210	977	4,57582	1019	4,72954	1061	4,88326
936	4,42576	978	4,57948	1020	4,73320	1062	4,88692
937	4,42942	979	4,58314	1021	4,73686	1063	4,89068
938	4,43308	980	4,58680	1022	4,74052	1064	4,89424
939	4,43674	981	4,59046	1023	4,74418	1065	4,89790
940	4,44040	982	4,59412	1024	4,74784	1066	4,90156
941	4,44406	983	4,59778	1025	4,75150	1067	4,90522
942	4,44772	984	4,60144	1026	4,75516	1068	4,90888
943	4,45138	985	4,60510	1027	4,75882	1069	4,91254
944	4,45504	986	4,60876	1028	4,76248	1070	4,91620
945	4,45870	987	4,61242	1029	4,76614	1071	4,91986
946	4,46236	988	4,61608	1030	4,76980	1072	4,92352
947	4,46602	989	4,61974	1031	4,77346	1073	4,92718
948	4,46968	990	4,62340	1032	4,77712	1074	4,93084
949	4,47334	991	4,62706	1033	4,78078	1075	4,93450
950	4,47700	992	4,63072	1034	4,78444	1076	4,93816
951	4,48066	993	4,63438	1035	4,78810	1077	4,94182
952	4,48432	994	4,63804	1036	4,79176	1078	4,94548
953	4,48798	995	4,64170	1037	4,79542	1079	4,94914
954	4,49164	996	4,64536	1038	4,79908	1080	4,95280
955	4,49530	997	4,64902	1039	4,80274	1081	4,95646
956	4,49896	998	4,65268	1040	4,80640	1082	4,96012
957	4,50262	999	4,65634	1041	4,81006	1083	4,96378
958	4,50628	1000	4,66000	1042	4,81372	1084	4,96744
959	4,50994	1001	4,66366	1043	4,81738	1085	4,97110
960	4,51360	1002	4,66732	1044	4,82104	1086	4,97476
961	4,51726	1003	4,67098	1045	4,82470	1087	4,97842
962	4,52092	1004	4,67464	1046	4,82836	1088	4,98208
963	4,52468	1005	4,67830	1047	4,83202	1089	4,98574
964	4,52824	1006	4,68196	1048	4,83568	1090	4,98940
965	4,53190	1007	4,68562	1049	4,83934	1091	4,99306
966	4,53556	1008	4,68928	1050	4,84300	1092	4,99672

T	1 + αT	T	1 + αT	T	1 + αT	T	1 + αT
1093	5,00048	1135	5,15410	1177	5,30782	1219	5,46154
1094	5,00404	1136	5,15776	1178	5,31148	1220	5,46520
1095	5,00770	1137	5,16142	1179	5,31514	1221	5,46886
1096	5,01136	1138	5,16508	1180	5,31880	1222	5,47252
1097	5,01502	1139	5,16874	1181	5,32246	1223	5,47618
1098	5,01868	1140	5,17240	1182	5,32612	1224	5,47984
1099	5,02234	1141	5,17606	1183	5,32978	1225	5,48350
1100	5,02600	1142	5,17972	1184	5,33344	1226	5,48716
1101	5,02966	1143	5,18338	1185	5,33710	1227	5,49082
1102	5,03332	1144	5,18704	1186	5,34076	1228	5,49448
1103	5,03698	1145	5,19070	1187	5,34442	1229	5,49814
1104	5,04064	1146	5,19436	1188	5,34808	1230	5,50180
1105	5,04430	1147	5,19802	1189	5,35174	1231	5,50546
1106	5,04796	1148	5,20168	1190	5,35540	1232	5,50912
1107	5,05162	1149	5,20534	1191	5,35906	1233	5,51278
1108	5,05528	1150	5,20900	1192	5,36272	1234	5,51644
1109	5,05894	1151	5,21266	1193	5,36638	1235	5,52010
1110	5,06260	1152	5,21632	1194	5,37004	1236	5,52376
1111	5,06626	1153	5,21998	1195	5,37370	1237	5,52742
1112	5,06992	1154	5,22364	1196	5,37736	1238	5,53108
1113	5,07358	1155	5,22730	1197	5,38102	1239	5,53474
1114	5,07724	1156	5,23096	1198	5,38468	1240	5,53840
1115	5,08090	1157	5,23462	1199	5,38834	1241	5,54206
1116	5,08456	1158	5,23828	1200	5,39200	1242	5,54572
1117	5,08822	1159	5,24194	1201	5,39566	1243	5,54938
1118	5,09188	1160	5,24560	1202	5,39932	1244	5,55304
1119	5,09554	1161	5,24926	1203	5,40398	1245	5,55670
1120	5,09920	1162	5,25292	1204	5,40664	1246	5,56036
1121	5,10286	1163	5,25658	1205	5,41030	1247	5,56402
1122	5,10652	1164	5,26024	1206	5,41396	1248	5,56768
1123	5,11018	1165	5,26390	1207	5,41762	1249	5,57134
1124	5,11384	1166	5,26756	1208	5,42128	1250	5,57500
1125	5,11750	1167	5,27122	1209	5,42494	1251	5,57866
1126	5,12116	1168	5,27488	1210	5,42860	1252	5,58232
1127	5,12482	1169	5,27854	1211	5,43226	1253	5,58598
1128	5,12848	1170	5,28220	1212	5,43592	1254	5,58964
1129	5,13214	1171	5,28586	1213	5,43958	1255	5,59330
1130	5,13580	1172	5,28952	1214	5,44324	1256	5,59696
1131	5,13946	1173	5,29318	1215	5,44690	1257	5,60062
1132	5,14312	1174	5,29684	1216	5,45056	1258	5,60428
1133	5,14678	1175	5,30050	1217	5,45422	1259	5,60794
1134	5,15044	1176	5,30416	1218	5,45788	1260	5,61160

T	1 + αT	T	1 + αT	T	1 + αT	T	1 + αT
1261	5,61526	1303	5,76898	1345	5,92270	1387	6,07642
1262	5,61892	1304	5,77264	1346	5,92636	1388	6,08008
1263	5,62258	1305	5,77630	1347	5,92902	1389	6,08374
1264	5,62624	1306	5,77996	1348	5,93368	1390	6,08740
1265	5,62990	1307	5,78362	1349	5,93734	1391	6,09106
1266	5,63356	1308	5,78728	1350	5,94000	1392	6,09472
1267	5,63722	1309	5,79094	1351	5,94466	1393	6,09838
1268	5,64088	1310	5,79460	1352	5,94832	1394	6,10204
1269	5,64454	1311	5,79826	1353	5,95198	1395	6,10570
1270	5,64820	1312	5,80192	1354	5,95564	1396	6,10936
1271	5,65186	1313	5,80558	1355	5,95930	1397	6,11302
1272	5,65552	1314	5,80924	1356	5,96296	1398	6,11668
1273	5,65918	1315	5,81290	1357	5,96662	1399	6,12034
1274	5,66284	1316	5,81656	1358	5,97028	1400	6,12400
1275	5,66650	1317	5,82022	1359	5,97394	1401	6,12766
1276	5,67016	1318	5,82388	1360	5,97760	1402	6,13132
1277	5,67382	1319	5,82754	1361	5,98126	1403	6,13498
1278	5,67748	1320	5,83120	1362	5,98492	1404	6,13864
1279	5,68114	1321	5,83486	1363	5,98858	1405	6,14230
1280	5,68480	1322	5,83852	1364	5,99224	1406	6,14596
1281	5,68846	1323	5,84218	1365	5,99590	1407	6,14962
1282	5,69212	1324	5,84584	1366	5,99956	1408	6,15328
1283	5,69578	1325	5,84950	1367	6,00322	1409	6,15694
1284	5,69944	1326	5,85316	1368	6,00688	1410	6,16060
1285	5,70310	1327	5,85682	1369	6,01054	1411	6,16426
1286	5,70676	1328	5,86048	1370	6,01420	1412	6,16792
1287	5,71042	1329	5,86414	1371	6,01786	1413	6,17158
1288	5,71408	1330	5,86780	1372	6,02152	1414	6,17524
1289	5,71774	1331	5,87146	1373	6,02518	1415	6,17890
1290	5,72140	1332	5,87512	1374	6,02884	1416	6,18256
1291	5,72506	1333	5,87878	1375	6,03250	1417	6,18622
1292	5,72872	1334	5,88244	1376	6,03616	1418	6,18988
1293	5,73238	1335	5,88610	1377	6,03982	1419	6,19354
1294	5,73504	1336	5,88976	1378	6,04348	1420	6,19720
1295	5,73970	1337	5,89342	1379	6,04714	1421	6,20086
1296	5,74336	1338	5,89708	1380	6,05080	1422	6,20452
1297	5,74702	1339	5,90074	1381	6,05446	1423	6,20818
1298	5,75068	1340	5,90440	1382	6,05812	1424	6,21184
1299	5,75434	1341	5,90806	1383	6,06178	1425	6,21550
1300	5,75800	1342	5,91172	1384	6,06544	1426	6,21916
1301	5,76166	1343	5,91538	1385	6,06910	1427	6,22282
1302	5,76532	1344	5,91904	1386	6,07276	1428	6,22648

T	$1+\alpha T$	T	$1+\alpha T$	T	$1+\alpha T$	T	$1+\alpha T$
1429	6,23014	1471	6,38386	1513	6,53758	1555	6,69130
1430	6,23380	1472	6,38752	1514	6,54124	1556	6,69496
1431	6,23746	1473	6,39118	1515	6,54490	1557	6,69862
1432	6,24112	1474	6,39484	1516	6,54856	1558	6,70228
1433	6,24478	1475	6,39850	1517	6,55222	1559	6,70594
1434	6,24844	1476	6,40216	1518	6,55588	1560	6,70960
1435	6,25210	1477	6,40582	1519	6,55954	1561	6,71326
1436	6,25576	1478	6,40948	1520	6,56320	1562	6,71692
1437	6,25942	1479	6,41314	1521	6,56686	1563	6,72058
1438	6,26308	1480	6,41680	1522	6,57052	1564	6,72424
1439	6,26674	1481	6,42046	1523	6,57418	1565	6,72790
1440	6,27040	1482	6,42412	1524	6,57784	1566	6,73156
1441	6,27406	1483	6,42778	1525	6,58150	1567	6,73522
1442	6,27772	1484	6,43144	1526	6,58516	1568	6,73888
1443	6,28138	1485	6,43510	1527	6,58882	1569	6,74254
1444	6,28504	1486	6,43876	1528	6,59248	1570	6,74620
1445	6,28870	1487	6,44242	1529	6,59614	1571	6,74986
1446	6,29236	1488	6,44608	1530	6,59980	1572	6,75352
1447	6,29602	1489	6,44974	1531	6,60346	1573	6,75718
1448	6,29968	1490	6,45340	1532	6,60712	1574	6,76084
1449	6,30334	1491	6,45706	1533	6,61078	1575	6,76450
1450	6,30700	1492	6,46072	1534	6,61444	1576	6,76816
1451	6,31076	1493	6,46438	1535	6,61810	1577	6,77182
1452	6,31432	1494	6,46804	1536	6,62176	1578	6,77548
1453	6,31798	1495	6,47170	1537	6,62542	1579	6,77914
1454	6,32164	1496	6,47536	1538	6,62908	1580	6,78280
1455	6,32530	1497	6,47902	1539	6,63274	1581	6,78646
1456	6,32896	1498	6,48268	1540	6,63640	1582	6,79012
1457	6,33262	1499	6,48634	1541	6,64006	1583	6,79378
1458	6,33628	1500	6,49000	1542	6,64372	1584	6,79744
1459	6,33994	1501	6,49366	1543	6,64738	1585	6,80110
1460	6,34360	1502	6,49732	1544	6,65104	1586	6,80476
1461	6,34726	1503	6,50098	1545	6,65470	1587	6,80842
1462	6,35092	1504	6,50464	1546	6,65836	1588	6,81208
1463	6,35458	1505	6,50830	1547	6,66202	1589	6,81574
1464	6,35824	1506	6,51196	1548	6,66568	1590	6,81940
1465	6,36190	1507	6,51562	1549	6,66934	1591	6,82306
1466	6,36556	1508	6,51928	1550	6,67300	1592	6,82672
1467	6,36922	1509	6,52294	1551	6,67666	1593	6,83038
1468	6,37288	1510	6,52660	1552	6,68032	1594	6,83404
1469	6,37654	1511	6,53026	1553	6,68398	1595	6,83770
1470	6,38020	1512	6,53392	1554	6,68764	1596	6,84136


T	1 + αT	T	1 + αT	T	1 + αT	T	1 + αT
1597	6,84502	1639	6,99874	1681	7,15246	1723	7,30618
1598	6,84868	1640	7,00240	1682	7,15612	1724	7,30984
1599	6,85234	1641	7,00606	1683	7,15978	1725	7,31350
1600	6,85600	1642	7,00972	1684	7,16344	1726	7,31716
1601	6,85966	1643	7,01338	1685	7,16710	1727	7,32082
1602	6,86332	1644	7,01704	1686	7,17076	1728	7,32448
1603	6,86698	1645	7,02070	1687	7,17442	1729	7,32814
1604	6,87064	1646	7,02436	1688	7,17808	1730	7,33180
1605	6,87430	1647	7,02802	1689	7,18174	1731	7,33546
1606	6,87796	1648	7,03168	1690	7,18540	1732	7,33912
1607	6,88162	1649	7,03534	1691	7,18906	1733	7,34278
1608	6,88528	1650	7,03900	1692	7,19272	1734	7,34644
1609	6,88894	1651	7,04266	1693	7,19638	1735	7,35010
1610	6,89260	1652	7,04632	1694	7,20004	1736	7,35376
1611	6,89626	1653	7,04998	1695	7,20370	1737	7,35742
1612	6,89992	1654	7,05364	1696	7,20736	1738	7,36108
1613	6,90358	1655	7,05730	1697	7,21102	1739	7,36474
1614	6,90724	1656	7,06096	1698	7,21468	1740	7,36840
1615	6,91090	1657	7,06462	1699	7,21834	1741	7,37206
1616	6,91456	1658	7,06828	1700	7,22200	1742	7,37572
1617	6,91822	1659	7,07194	1701	7,22566	1743	7,37938
1618	6,92188	1660	7,07560	1702	7,22932	1744	7,38304
1619	6,92554	1661	7,07926	1703	7,23298	1745	7,38670
1620	6,92920	1662	7,08292	1704	7,23664	1746	7,39036
1621	6,93286	1663	7,08658	1705	7,24030	1747	7,39402
1622	6,93652	1664	7,09024	1706	7,24396	1748	7,39768
1623	6,94018	1665	7,09390	1707	7,24762	1749	7,40134
1624	6,94384	1666	7,09756	1708	7,25128	1750	7,40500
1625	6,94750	1667	7,10122	1709	7,25494	1751	7,40866
1626	6,95116	1668	7,10488	1710	7,25860	1752	7,41232
1627	6,95482	1669	7,10854	1711	7,26226	1753	7,41598
1628	6,95848	1670	7,11220	1712	7,26592	1754	7,41964
1629	6,96214	1671	7,11586	1713	7,26958	1755	7,42330
1630	6,96580	1672	7,11952	1714	7,27324	1756	7,42696
1631	6,96946	1673	7,12318	1715	7,27690	1757	7,43062
1632	6,97312	1674	7,12684	1716	7,28056	1758	7,43428
1633	6,97678	1675	7,13050	1717	7,28422	1759	7,43794
1634	6,98044	1676	7,13416	1718	7,28788	1760	7,44160
1635	6,98410	1677	7,13782	1719	7,29154	1761	7,44526
1636	6,98776	1678	7,14148	1720	7,29520	1762	7,44892
1637	6,99142	1679	7,14514	1721	7,29886	1763	7,45258
1638	6,99508	1680	7,14880	1722	7,30252	1764	7,45624

T	1 + αT	T	1 + αT	T	1 + αT	T	1 + αT
1765	7,45990	1807	7,61362	1849	7,76734	1891	7,92106
1766	7,46356	1808	7,61728	1850	7,77100	1892	7,92472
1767	7,46722	1809	7,62094	1851	7,77466	1893	7,92838
1768	7,47088	1810	7,62460	1852	7,77832	1894	7,93204
1769	7,47454	1811	7,62826	1853	7,78198	1895	7,93570
1770	7,47820	1812	7,63192	1854	7,78564	1896	7,93936
1771	7,48186	1813	7,63558	1855	7,78930	1897	7,94302
1772	7,48552	1814	7,63924	1856	7,79296	1898	7,94668
1773	7,48918	1815	7,64290	1857	7,79662	1899	7,95034
1774	7,49284	1816	7,64656	1858	7,80028	1900	7,95400
1775	7,49650	1817	7,65022	1859	7,80394	1901	7,95766
1776	7,50016	1818	7,65388	1860	7,80760	1902	7,96132
1777	7,50382	1819	7,65754	1861	7,81126	1903	7,96498
1778	7,50748	1820	7,66120	1862	7,81492	1904	7,96864
1779	7,51114	1821	7,66486	1863	7,81858	1905	7,97230
1780	7,51480	1822	7,66852	1864	7,82224	1906	7,97596
1781	7,51846	1823	7,67218	1865	7,82590	1907	7,97962
1782	7,52212	1824	7,67584	1866	7,82956	1908	7,98328
1783	7,52578	1825	7,67950	1867	7,83322	1909	7,98694
1784	7,52944	1826	7,68316	1868	7,83688	1910	7,99060
1785	7,53310	1827	7,68682	1869	7,84054	1911	7,99426
1786	7,53676	1828	7,69048	1870	7,84420	1912	7,99792
1787	7,54042	1829	7,69414	1871	7,84786	1913	8,00158
1788	7,54408	1830	7,69780	1872	7,85152	1914	8,00524
1789	7,54774	1831	7,70146	1873	7,85518	1915	8,00890
1790	7,55140	1832	7,70512	1874	7,85884	1916	8,01256
1791	7,55506	1833	7,70878	1875	7,86250	1917	8,01622
1792	7,55872	1834	7,71244	1876	7,86616	1918	8,01988
1793	7,56238	1835	7,71610	1877	7,86982	1919	8,02354
1794	7,56604	1836	7,71976	1878	7,87348	1920	8,02720
1795	7,56970	1837	7,72342	1879	7,87714	1921	8,03086
1796	7,57336	1838	7,72708	1880	7,88080	1922	8,03452
1797	7,57702	1839	7,73074	1881	7,88446	1923	8,03818
1798	7,58068	1840	7,73440	1882	7,88812	1924	8,04184
1799	7,58434	1841	7,73806	1883	7,89178	1925	8,04550
1800	7,58800	1842	7,74172	1884	7,89544	1926	8,04916
1801	7,59166	1843	7,74538	1885	7,89910	1927	8,05282
1802	7,59532	1844	7,74904	1886	7,90276	1928	8,05648
1803	7,59898	1845	7,75270	1887	7,90642	1929	8,06014
1804	7,60264	1846	7,75636	1888	7,91008	1930	8,06380
1805	7,60630	1847	7,76002	1889	7,91374	1931	8,06746
1806	7,60996	1848	7,76368	1890	7,91740	1932	8,07112

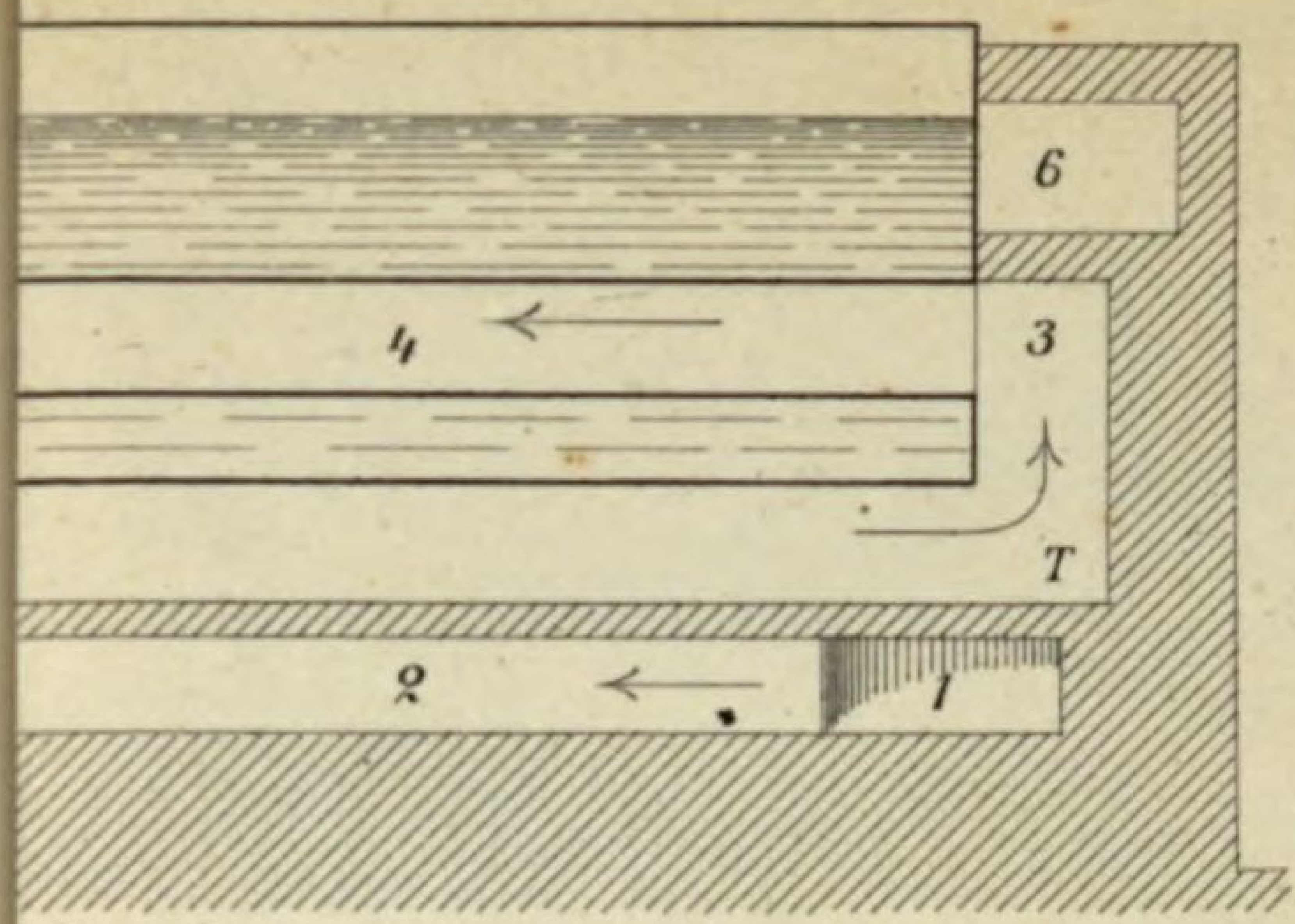
T	$1+\alpha T$	T	$1+\alpha T$	T	$1+\alpha T$	T	$1+\alpha T$
1933	8,07478	1950	8,13700	1967	8,19922	1984	8,26144
1934	8,07844	1951	8,14066	1968	8,20288	1985	8,26510
1935	8,08210	1952	8,14432	1969	8,20654	1986	8,26876
1936	8,08576	1953	8,14798	1970	8,21020	1987	8,27242
1937	8,08942	1954	8,15164	1971	8,21386	1988	8,27608
1938	8,09308	1955	8,15530	1972	8,21752	1989	8,27974
1939	8,09674	1956	8,15896	1973	8,22118	1990	8,28340
1940	8,10040	1957	8,16262	1974	8,22484	1991	8,28706
1941	8,10406	1958	8,16628	1975	8,22850	1992	8,29072
1942	8,10772	1959	8,16994	1976	8,23216	1993	8,29438
1943	8,11138	1960	8,17360	1977	8,23582	1994	8,29804
1944	8,11504	1961	8,17726	1978	8,23948	1995	8,30170
1945	8,11870	1962	8,18092	1979	8,24314	1996	8,30536
1946	8,12236	1963	8,18458	1980	8,24680	1997	8,30902
1947	8,12602	1964	8,18824	1981	8,25046	1998	8,31268
1948	8,12968	1965	8,19190	1982	8,25412	1999	8,31634
1949	8,13334	1966	8,19556	1983	8,25778	2000	8,32000

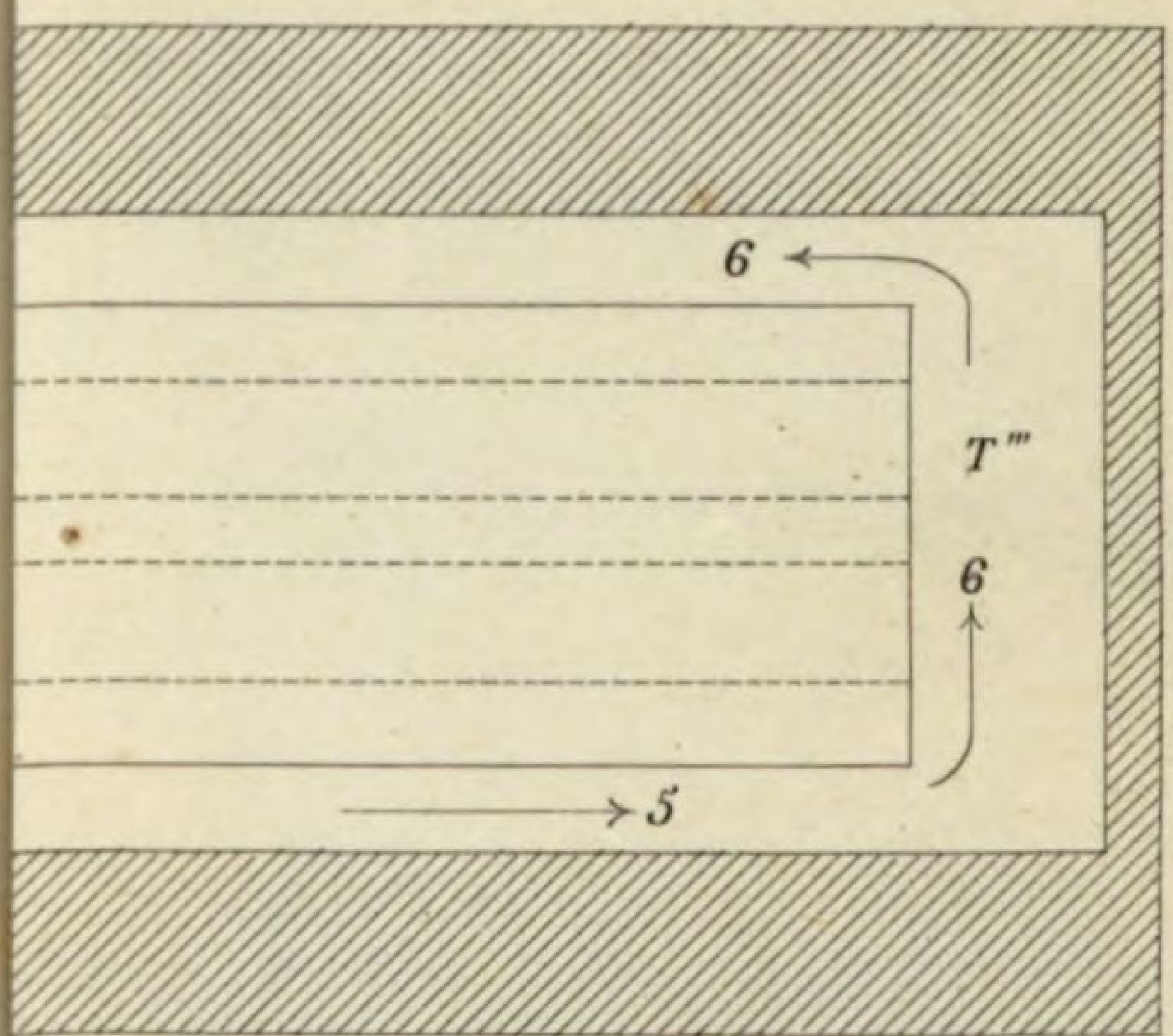
Nies'sche Buchdruckerei (Carl B. Lorck) in Leipzig.

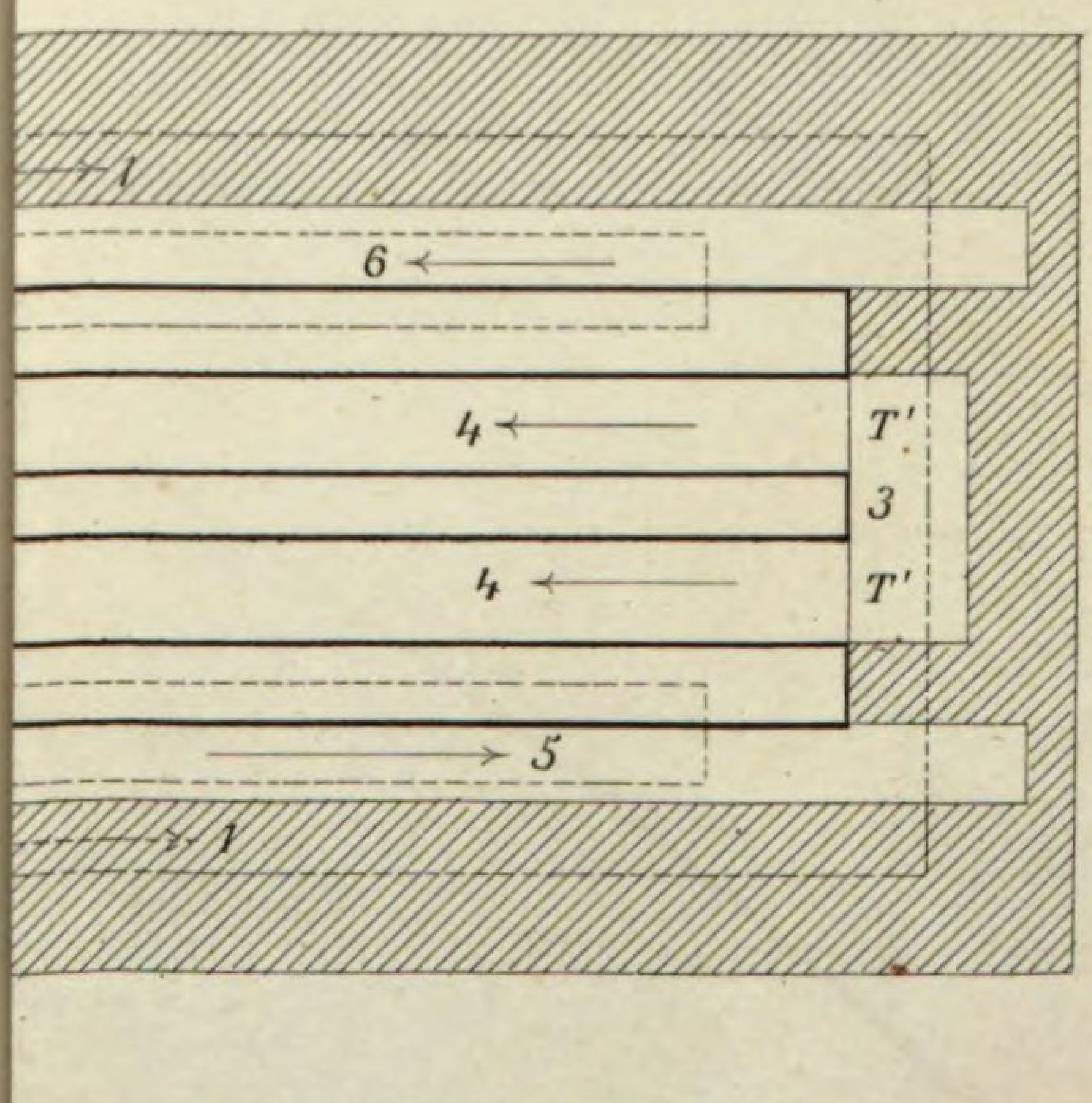
Fig. 4


1,44
0,23
0,35
0,47
0,58
Maſsstab = 0,003 n. G.
Durchschnitt n. A.B.
B
0,70
4,00
2,25
4,90
Sole

B.







BSB Bayerische StaatsBibliothek
MDZ Münchener DigitalisierungsZentrum Digitale Bibliothek

Weiss, Theodor

Allgemeine Theorie der Feuerungsanlagen

Leipzig 1862

Techn. 219 i
urn:nbn:de:bvb:12-bsb10305995-2